www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

11e JAARGANG No. 5, blz. 133-164 MEI 1949

# Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: LABORATORIUM VOOR WETENSCHAPPELIJK ONDERZOEK DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

## EEN APPARATUUR VOOR MULTIPLEX-IMPULSMODULATIE

door C. J. H. A. STAAL.

621.396.41:621.396.619.16:
621.396.619.232

*Voor radiotelefoonverbindingen gebruikt men gaarne zeer korte golven, o.a. omdat deze zich gemakkelijk laten bundelen. Daardoor wordt de geheimhouding bevorderd en kan de zender volstaan met een gering vermogen. Bij deze zeer korte golven zijn de gewone modulatiemethoden — amplitudemodulatie en frequentiemodulatie — niet goed bruikbaar, wèl echter impulsmodulatie waarbij impulsen in plaats of in duur worden gemoduleerd. Tussen deze impulsen in kan men andere impulsen plaatsen, welker modulatie een tweede, derde, enz. gesprek overbrengt. Dit is de multiplex-impulsmodulatie. Besproken wordt een hiermee werkende installatie voor acht kanalen.*

### Inleiding

In bepaalde gevallen kan het voorkomen dat, om een telefoon- of telegraafverbinding tussen twee plaatsen tot stand te brengen, het leggen van een kabel zeer moeilijk en daardoor zeer duur is: wij doelen hier bijv. op een verbinding met een eiland of tussen twee plaatsen in een bergland. Het kan dan veel voordeliger zijn, zijn toevlucht te nemen tot een radioverbinding die door zijn eigenschappen een kabelverbinding enigszins nabootst en waarvoor de Fransen een bijzonder treffende naam hebben, nl. câble hertzien, kabel van Hertz (radiogolven worden soms ook golven van Hertz genoemd). Opdat een radioverbinding in zijn eigenschappen op een kabelverbinding lijkt, moet de zender de gehele electromagnetische energie zoveel mogelijk in de richting van de ontvanger uitzenden om er zo weinig mogelijk van verloren te doen gaan. Bovendien zal dan, evenals bij een kabelverbinding, de eventueel vereiste geheimhouding in hoge mate gewaarborgd kunnen worden. De zenders die voor zulke verbindingen dienen, noemt men „straalzenders"[1]). Nu is de bundeling van electromagnetische golven des te beter naarmate de afmetingen van de gebruikte bundelingsinrichting (bijv. parabolische spiegel, hoorn, Yagi-antenne) groter zijn ten opzichte van de golflengte waarop de straalzender werkt. Daar men de bundelingsinrichting bij voorkeur zo klein mogelijk houdt, is het voor een goed richteffect gunstig, golven met een zo klein mogelijke golflengte te gebruiken, bijv. centimetergolven. Het gebruik van zeer korte golven heeft echter tweeërlei gevolgen.

In de eerste plaats wordt daardoor de toepassing van een kabel van Hertz beperkt tot de gevallen waarin de afstand tussen de twee plaatsen niet groter is dan de afstand van het zicht. Dit kan onder bepaalde omstandigheden leiden tot de noodzaak, de antennes zeer hoog te plaatsen.

In de tweede plaats moet het modulatieprobleem, vooral bij centimetergolven, anders worden opgelost dan men dit gewend is te doen in het gebied van langere golven, waarin amplitude- of frequentiemodulatie van een continue, sinusvormige draaggolf wordt toegepast. Zoals men weet worden centimetergolven opgewekt met behulp van magnetrons of van inhaalbuizen. Het blijkt dat deze buizen zich niet of zeer slecht laten gebruiken voor amplitude- en frequentiemodulatie. Het is namelijk zeer moeilijk, hierbij in amplitude te moduleren zonder dat tevens frequentiemodulatie optreedt, en omgekeerd. Bovendien vertonen de modulatiekarakteristieken een verre van lineair verloop. Bij het gelijktijdig overbrengen van verscheidene gesprekken — hetgeen meestal wordt vereist — veroorzaakt een geringe afwijking van de lineariteit al een hinderlijk overspreken tussen de kanalen.

[1]) Zie bijv. Philips techn. T. **2**, 173-178 en 299-306, 1937; **3**, 58-63, 1938; **6**, 120-127, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Men is hier dus aangewezen op andere modulatiemethoden. De toepassing van de impulsmodulatie maakt het mogelijk aan deze bezwaren te ontkomen, terwijl toch een verhouding van signaal tot geruis (welke de kwaliteit van de verbinding bepaalt) kan worden bereikt die van dezelfde orde is als bij normale amplitude- of frequentiemodulatie. Wat men onder impulsmodulatie verstaat, zal aanstonds ter sprake komen.

Wij noemden zoëven reeds de meestal gestelde eis dat verscheidene gesprekken tegelijkertijd moeten worden overgebracht: zoals een enkelvoudige kabel, dank zij de methoden van de draaggolftelefonie, als het ware „meeraderig" wordt, moet ook een „kabel van Hertz" meeraderig kunnen zijn.

Wij zullen in hetgeen volgt beginnen met een korte bespreking van de beginselen van impulsmodulatiemethoden. Een van deze methoden, nl. de zg. impulsplaatsmodulatie, vormt de grondslag van het systeem van multiplex-impulsmodulatie dat hier vervolgens uitvoerig wordt beschreven. Hierbij beperken wij ons tot de beschrijving van de modulator en van de demodulator. Het hoogfrequentgedeelte van de zend- en ontvangapparatuur wordt hier buiten beschouwing gelaten.

### Principe van de impulsmodulatie

Bij de toepassing van impulsmodulatie laat men de zender geen continue draaggolf leveren (*fig. 1a*),

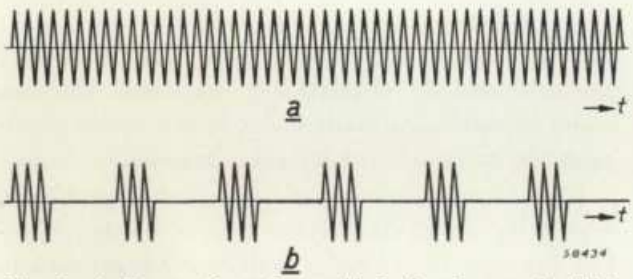



Fig. 1. *a*) Een continue draaggolf als functie van de tijd *t*. *b*) Een „draaggolf" bestaande uit golftreinen in de vorm van rechthoekige impulsen.

maar in plaats daarvan elkaar met een zeker tijdsinterval opvolgende hoogfrequente golftreintjes (fig. 1*b*). De hoogfrequente spanning is dan gemoduleerd door impulsen. Eigen aan deze modulatie is, dat zowel de amplitude als de frequentie van de hoogfrequente wisselspanning gedurende de impulsen constant blijft.

Zolang de hoogte, duur en afstand van de impulsen hetzelfde blijven, brengen de golftreinen uitsluitend de herhalingsfrequentie van de impulsen over. Om een laagfrequent signaal over te brengen, laat men nu een van de genoemde grootheden in het tempo van dit signaal variëren, met andere woorden, men moduleert de impulsen met het laagfrequente signaal, welke impulsen op hun beurt weer de hoogfrequente draaggolf moduleren.

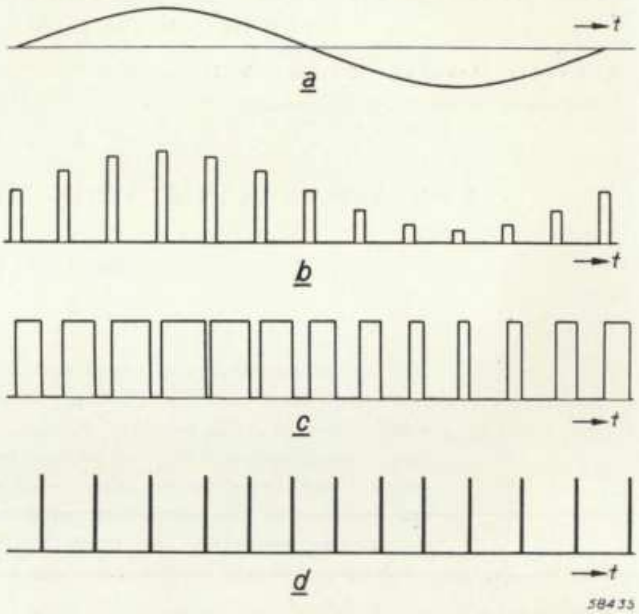



Fig. 2. Ter illustratie van verschillende impulsmodulatiemethoden. In *b*), *c*), en *d*) wordt de hoogte, de duur resp. de plaats van de impulsen gevarieerd in het rhythme van het laagfrequente signaal, dat in *a*) als een sinusvormige kromme is getekend. In *d*) zijn de impulsen eenvoudigheidshalve zeer smal getekend. (De horizontale as is de tijdas.)

Bij deze dubbele modulatie doet de impulsenreeks dienst als een soort hulpdraaggolf. Daar het hoogfrequentgedeelte, dus ook de modulatie van de hoogfrequente draaggolf door de impulsen, hier verder buiten beschouwing wordt gelaten, zal in het vervolg van het artikel onder impulsmodulatie steeds worden verstaan de modulatie van de impulsen door het over te brengen laagfrequente signaal. De vorm van de impulsen behoeft in principe niet rechthoekig te zijn, zoals dit in fig. 1 is voorgesteld; in dit artikel echter zullen wij onder „impulsen" altijd rechthoekige impulsen verstaan.

Naar gelang men, in het rhythme van het laagfrequente signaal, de hoogte van de impulsen of hun duur of wel hun plaats varieert, spreekt men van impulshoogte-, impulsduur- resp. impulsplaatsmodulatie (zie *fig. 2*). Om de reeds aangegeven redenen komt voor zeer korte golven de impulshoogtemodulatie niet in aanmerking, aangezien hierbij ook de amplitude van de hoogfrequente draaggolf wordt gevarieerd, hetgeen juist moet worden vermeden.

Het is duidelijk dat men op deze wijze niet het gehele laagfrequente signaal overbrengt, maar slechts „stukjes" er van, doch in voldoende getale om aan de ontvangzijde het gehele signaal weer te kunnen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



opbouwen. De continue kromme, die de amplitude van het signaal als functie van de tijd voorstelt, wordt dus uitgezonden als een stippelkromme (zie *fig. 3*): elke stip beantwoordt aan een bepaalde impuls, en de ordinaat van de stip geeft de waarde van de plaats (of duur, of hoogte) van de impuls aan.

Om nu een continue kromme door stippen ondubbelzinnig te kenmerken, moeten de stippen dicht genoeg bij elkaar liggen, en wel des te dichter naarmate het verloop van de kromme grilliger is. Iets scherper uitgedrukt, betekent dit, dat de herhalingsfrequentie van de impulsen groot moet zijn ten opzichte van de hoogste over te brengen signaalfrequentie. Het blijkt dat men reeds goede resultaten verkrijgt als de bedoelde frequentieverhouding 2,5 à 3 bedraagt. In het geval van een gesprek is de hoogste over te brengen frequentie ongeveer gelijk aan 3400 per/sec. De herhalingsfrequentie moet dus ten minste ongeveer 10 000 per/sec bedragen.

### Principe van de multiplex-impulsmodulatie

Wil men met impulsmodulatie verscheidene gesprekken, bijv. $n$, tegelijk overbrengen, dan doet men dit in beginsel als volgt. Men maakt een reeks gelijke, aequidistante impulsen. Stel dat deze impulsen in de natuurlijke volgorde zijn genummerd. Men moduleert nu (in hoogte, duur of plaats) met het eerste gesprek alleen die impulsen die de nummers $p$, $p+(n+1)$, $p+2(n+1)$, $p+3(n+1)$, enz. hebben ($p$ is een geheel getal); met het tweede gesprek alleen de impulsen: $p+1$, $p+1+(n+1)$, $p+1+2(n+1)$, $p+1+3(n+1)$, enz.; dus algemeen, met het $q$-de gesprek ($1 \leqq q \leqq n$) alleen de impulsen: $p+q-1$, $p+q-1+(n+1)$, $p+q-1+2(n+1)$, $p+q-1+3(n+1)$, enz.

De impulsen die de nummers $p+n$, $p+n+(n+1)$, $p+n+2(n+1)$, $p+n+3(n+1)$ enz. hebben, laat men daarbij ongemoduleerd; zij dienen om op de tijdas telkens weer de plaats aan te wijzen waar een nieuw stel van $n$ impulsen (die bij de $n$ verschillende gesprekken behoren) begint, en worden synchronisatie-impulsen genoemd.

Op de beschreven manier laat men dus met elk gesprek een „eigen" reeks aequidistante impulsen corresponderen, waarvan de herhalingsfrequentie $(n+1)$ maal zo klein is als die van de oorspronkelijke reeks impulsen.

Trekken wij nu een vergelijking met de bekende methode van de draaggolftelefonie om verscheidene gesprekken tegelijk over te brengen, dan zien we dat bij de draaggolftelefonie de verschillende „kanalen" (gesprekken) in frequentie verschoven naast elkaar gelegd worden, terwijl zij bij de multiplex-impulsmodulatie in tijd verschoven naast elkaar gelegd worden. Wil men bij draaggolftelefonie meer kanalen overbrengen, dan wordt de totale frequentieband evenredig breder. Wil men bij multiplex-impulsmodulatie meer kanalen overbrengen, dan wordt het totale aantal impulsen per sec, dus de herhalingsfrequentie, evenredig groter. Want

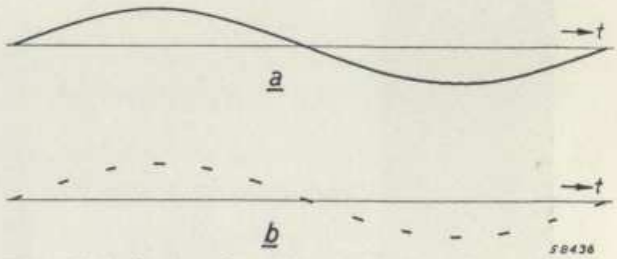



Fig. 3. Bij iedere impulsmodulatiemethode wordt een kromme (*a*) die een signaal als functie van de tijd voorstelt, in de vorm van een stippelkromme (*b*) uitgezonden.

aan de ene kant ligt de minimale herhalingsfrequentie van impulsen die bij één gesprek behoren, vast: zij bedraagt, zoals boven is vermeld, ongeveer 10 000 per/sec. Aan de andere kant moet in de ca 100 microseconden tussen twee op elkaar volgende impulsen die bij één gesprek behoren, een impuls van elk der andere gesprekken worden ondergebracht.

Wanneer men bijv. — zoals in het hierna te bespreken systeem — met in totaal negen kanalen werkt, namelijk acht gesprekkanalen en een synchronisatiekanaal ($n=8$), dan wordt de afstand tussen twee opeenvolgende impulsen 11,1 $\mu$sec en de herhalingsfrequentie van het totale aantal impulsen 90 kper/sec.

De technische uitwerking van het hier geschetste beginsel van de multiplex-impulsmodulatie hangt uiteraard af van de impulsmodulatiemethode die men wil toepassen, maar ook bij een gegeven methode kan de uitwerking nog zeer verschillend zijn. In dit artikel zullen wij onze aandacht uitsluitend richten op de multiplex-impulsmodulatie-apparatuur die bij Philips is uitgewerkt en waarvan *fig. 4* een afbeelding is.

### Modulator

*De toegepaste methode van impulsmodulatie*

Aan de hier te beschrijven apparatuur voor multiplex-impulsmodulatie ligt impulsduur-modulatie ten grondslag, die echter wordt omgezet in impulsplaats-modulatie, zodat uiteindelijk in plaats gemoduleerde impulsen worden uitgezonden.

De ongemoduleerde impulsen worden opgewekt door een zaagtandvormige spanning (*fig. 5a*) op het stuurrooster van een buis te laten werken. De buis zal stroom doorlaten zolang de zaagtandspanning positief is, dwz. in de eerste helft van elke

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



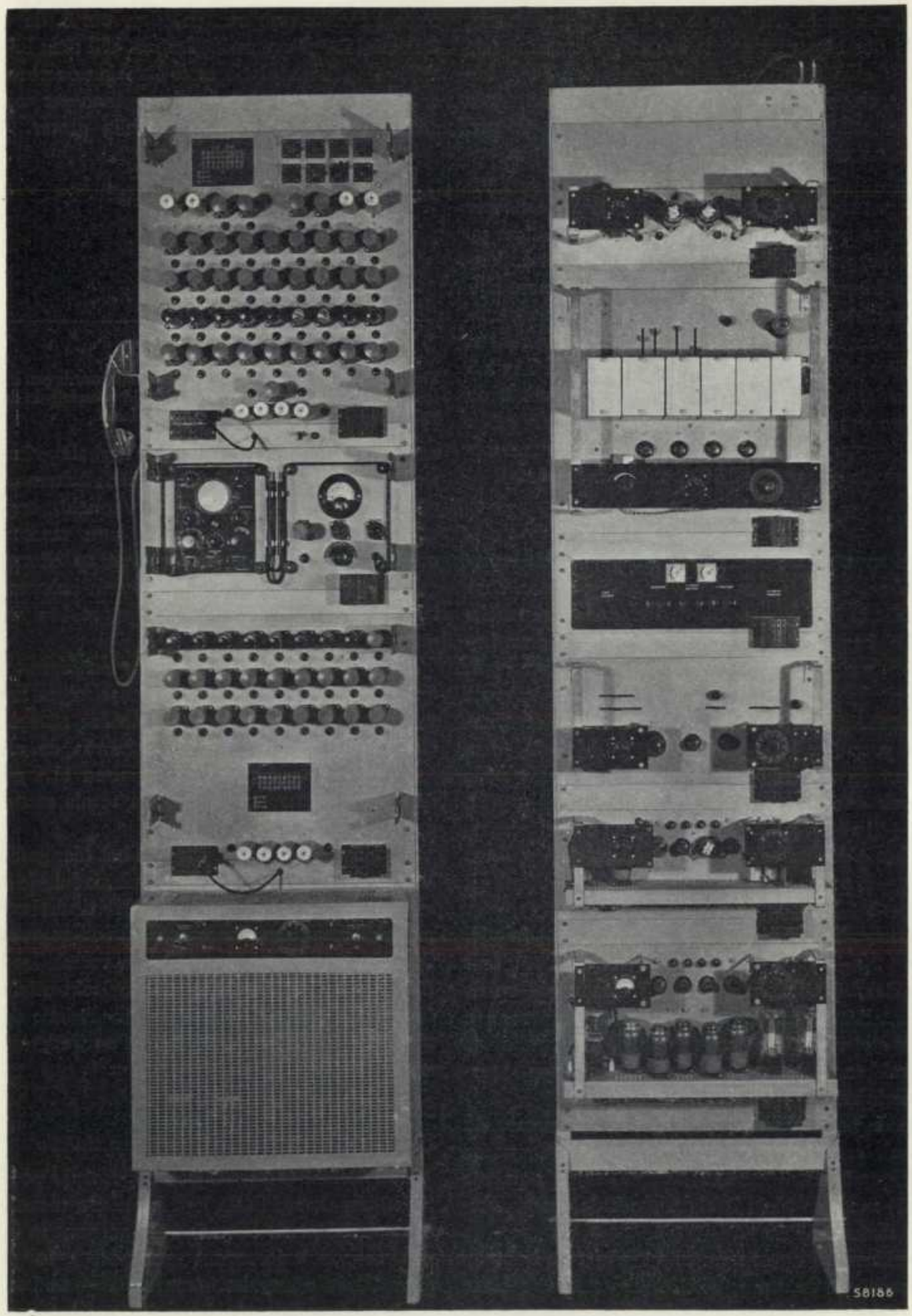



Fig. 4. Zend- en ontvanginstallatie voor acht kanalen, met multiplex-impulsmodulatie. Het linkerrek bevat (van boven naar beneden): de modulator, een meetpaneel met oscillograaf, de demodulator en het voedingsapparaat. Her rechterrek bevat het hoogfrequentgedeelte van de apparatuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



zaagtandperiode (indien men de perioden begint te tellen van een verticaal gedeelte van de zaagtandlijn af). Het positieve gedeelte van de zaagtandspanning wordt, wegens het vloeien van roosterstroom, grotendeels opgenomen in een serieweerstand, zodat gedurende dit interval de roosterspanning zelf begrensd blijft. De anodestroom bestaat dientengevolge uit een reeks stroomimpulsen (fig. 5*b*), waarbij de duur van elke impuls de helft van de zaagtandperiode bedraagt. Laat men nu op hetzelfde stuurrooster een laagfrequent signaal werken (fig. 5*c*), dan zal daardoor het snijpunt van het dalende gedeelte van de zaagtand met de horizontale tijdas naar links of rechts verschuiven over een afstand die evenredig is met de amplitude van het laagfrequente signaal; het snijpunt van het verticale gedeelte van de zaagtand met de tijdas verschuift daarbij niet (fig. 5*d*). De buis zal dus telkens iets eerder of iets later de stroom onderbreken dan bij afwezigheid van het laagfrequente signaal, zodat de stroomimpulsen iets korter of iets langer zullen duren (fig. 5*e*): men verkrijgt aldus een duurmodulatie van de impulsen.

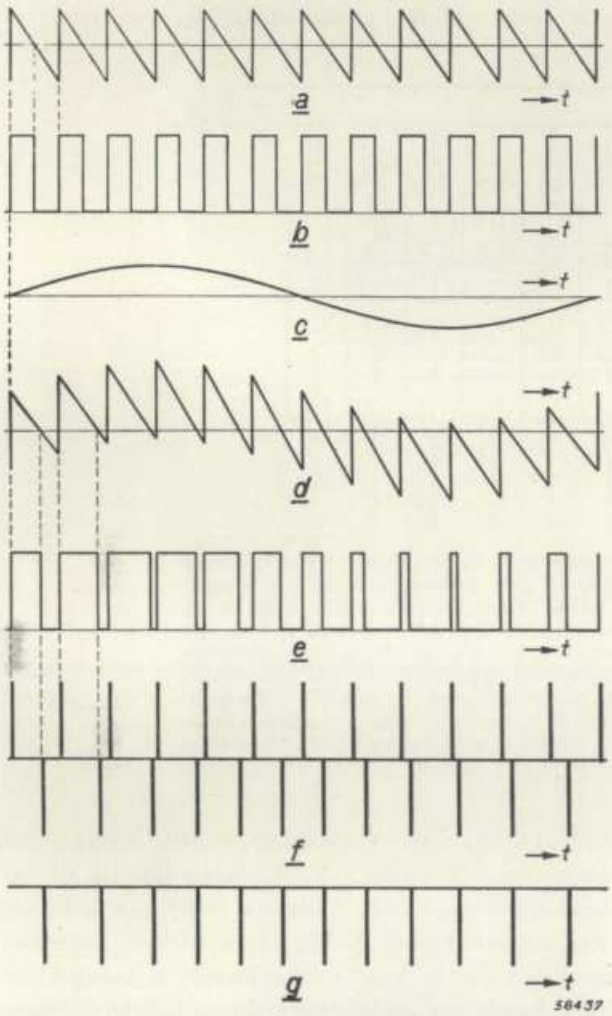



Fig. 5. Omzetting van brede, in duur gemoduleerde impulsen in smalle, in plaats gemoduleerde impulsen.
Een reeks gelijke, aequidistante stroomimpulsen (*b*) wordt verkregen door op het stuurrooster van een buis een zaagtandspanning (*a*) te laten werken. Wordt bovendien aan het stuurrooster een sinusvormige spanning (*c*), dwz. een „signaal" toegevoerd, dan heeft de resulterende spanning de vorm (*d*). De impulsen worden dan in duur gemoduleerd (*e*). Uit deze reeks in duur gemoduleerde stroomimpulsen kan men door differentiatie een reeks smalle positieve en negatieve spanningsimpulsen verkrijgen (*f*). Onderdrukt men van deze reeks de positieve impulsen, dan blijft een reeks in plaats gemoduleerde negatieve impulsen (*g*) over.

Uit deze in duur gemoduleerde impulsen maakt men met behulp van een differentiërend netwerk een reeks van (veel smallere) positieve en negatieve impulsen, die corresponderen met resp. het begin en het eind van elk der in duur gemoduleerde impulsen (fig. 5*f*). Nu liggen de beginpunten van deze laatste impulsen vast (op onveranderlijke tijdsafstanden van 11,1 μsec); men kan dus de positieve smalle impulsen zonder bezwaar afsnijden. Wat men dan overhoudt, zijn negatieve smalle impulsen, die in plaats variëren met de laagfrequente modulatie (fig. 5*g*).

Het voordeel van het uitsluitend uitzenden van de smalle impulsen is voornamelijk gelegen in de grote winst in vermogen die er mee wordt verkregen. Immers, alle energie die anders moet dienen om de brede impulsen uit te zenden, kan nu worden gebruikt tijdens de zeer korte duur van de smalle impulsen. Uitgaande van een gegeven gemiddeld vermogen dat de zender kan leveren, kan men dus het topvermogen in de smalle impulsen veel groter maken.

*Opzet van de modulator voor acht kanalen*

De wijze waarop de modulator werkt, zullen we nu gaan beschrijven aan de hand van het blokschema (*fig. 6*). Elke rechthoek in deze figuur stelt een groep van schakelelementen voor. Met hetzelfde Romeinse cijfer (*I*...*IV*) zijn identieke groepen van schakelelementen aangeduid. Elk van de met *1*, *2*, ...*8* aangegeven verticale kolommen heeft betrekking op telkens een ander van de acht kanalen (gesprekken). De met *S* aangeduide kolom correspondeert met het synchronisatiekanaal.

Beschouwen wij nu een willekeurige van de acht kolommen. In *I* wordt het over te brengen modulatiesignaal (gesprek) versterkt. In *II* gebeurt hetzelfde met de zaagtandspanning, die een frequentie van 90 kper/sec heeft en die in *B* wordt verkregen uit de door de oscillator *A* geleverde sinusvormige spanning. De modulatiespanning en de zaagtand worden, op elkaar gesuperponeerd, aan het stuurrooster van een buis toegevoerd, die in de figuur is voorgesteld door een rechthoek *IV*. Laten we de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



rechthoeken *III* even buiten beschouwing, dan zouden op de boven beschreven manier in de buis *IV* in duur gemoduleerde impulsen worden gemaakt met een frequentie van 90 kper/sec: een buis *IV* zou dan afwisselend open en dicht zijn, en wel gemiddeld (bij afwezigheid van modulatie zelfs precies) gedurende 5,55 microseconden open en even lang dicht.

tussen elke twee op elkaar volgende groepen is telkens een plaats (11,1 μsec) opengelaten voor de synchronisatie-impuls, die ter onderscheiding van de andere niet wordt gedifferentieerd. Uit deze reeks van brede, in duur gemoduleerde impulsen ontstaan nu, na differentiatie in *D*, een reeks smalle, in plaats gemoduleerde, negatieve impulsen en een reeks smalle, *on*gemoduleerde, positieve im-

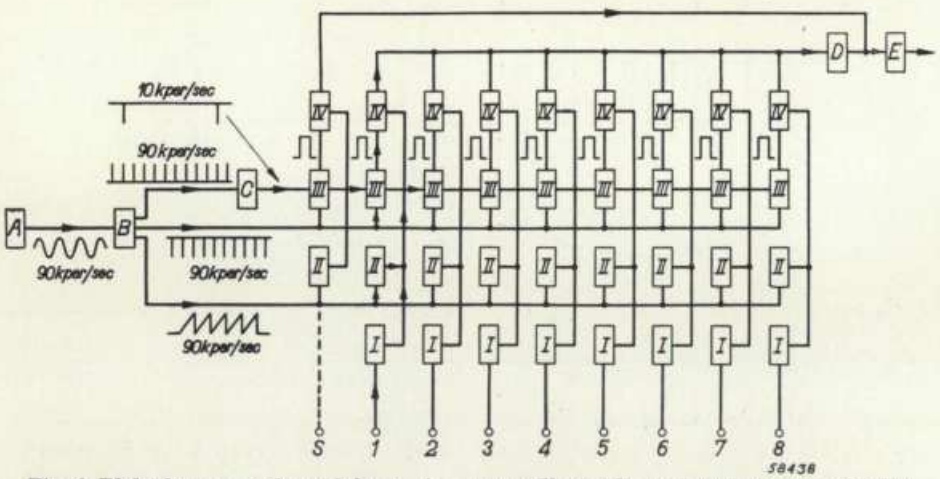



Fig. 6. Blokschema van de modulator. *A* = een oscillator, die een sinusvormige spanning levert met een frequentie van 90 kper/sec. In *B* wordt deze spanning omgezet in een zaagtandspanning en in een reeks impulsen met dezelfde frequentie. In *C* wordt de reeks impulsen met frequentie 90 kper/sec omgezet in een reeks impulsen met frequentie 10 kper/sec. De acht kolommen beantwoorden aan de acht kanalen. Iedere kolom bevat een signaalversterker (*I*), een zaagtandversterker (*II*), een kanaalvensteroscillator (*III*) en een schakeling (*IV*) waarin de impulsen worden opgewekt en gemoduleerd. De kolom *S* correspondeert met het synchronisatiesignaal. In *D* worden de in duur gemoduleerde signaalimpulsen omgezet in in plaats gemoduleerde impulsen. Tussen *D* en *E* worden de synchronisatie-impulsen toegevoegd. In *E* wordt het geheel versterkt en begrensd.

Aan een tweede rooster (schermrooster) van de beschouwde buizen *IV*, die penthoden zijn, echter wordt een pulserende spanning gelegd die wordt opgewekt door de nader te beschrijven schakeling *III*. Het gevolg hiervan is dat telkens slechts één van de negen impulsen werkelijk tot stand komt. Deze impulsen hebben dan een herhalingsfrequentie van 10 kper/sec, hetgeen — zoals we zagen — voldoende hoog is om aan de ontvangzijde het modulatiesignaal te kunnen reconstrueren. Zoals nog nader zal worden uiteengezet, zijn de spanningen die de schakelingen *III* leveren, zodanig dat de reeksen impulsen, afkomstig van de kolommen *1...8* (fig. 6), onderling in tijd zijn verschoven. Overeenkomstig het beschreven principe van de multiplex-impulsmodulatie kunnen zij dus in de tijd naast elkaar worden gelegd.

Het resultaat is dat de situatie aan de ingang van de differentiërende schakeling *D* overeenkomt met wat in *fig. 7a* (voor afwezigheid van modulatie) schematisch is voorgesteld: een reeks van brede (gemiddeld 5,55 μsec), in duur te moduleren impulsen, die in groepen van 8 optreden (8 kanalen); pulsen (fig. 7*b*). Vervolgens wordt hieraan nog toegevoegd de brede synchronisatie-impuls, die afkomstig is van kolom *S* (fig. 6), zodat aan de ingang van de schakeling *E* (fig. 6) een reeks impulsen aankomt die in fig. 7*c* schematisch is voorgesteld. In *E* wordt het geheel versterkt en begrensd (waarbij tevens de positieve impulsen worden afgesneden), om daarna te worden toegevoerd aan de zender.

*Kanaalvensterschakeling*

Wij zullen nu een zg. kanaalvensterschakeling beschrijven (in fig. 6 voorgesteld door de rechthoeken *III*). De kanaalvensterschakelingen zorgen er voor, 1) dat van de impulsen die elke buis *IV* anders zou opwekken, er slechts één op de negen feitelijk ontstaat, of, minder correct uitgedrukt, wordt „doorgelaten" (vandaar de naam kanaal-„venster"); 2) dat de impulsen die afkomstig zijn van de acht kanalen, in de tijd verschoven naast elkaar komen te liggen, zoals in fig. 7*a* is voorgesteld, en dat de later toe te voegen synchronisatie-impulsen in de open gelaten plaatsen vallen (fig. 7*c*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



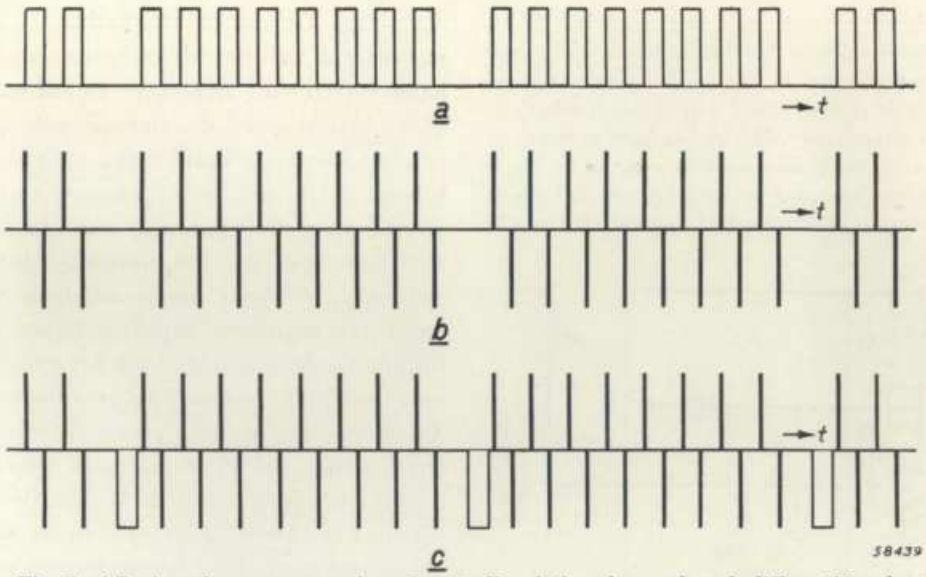



Fig. 7. *a*) De impulsen, corresponderende met alle acht kanalen, zoals ze de differentiërende schakeling *D* (zie fig. 6) binnenkomen. Ter wille van de overzichtelijkheid zijn de impulsen hier alle even breed getekend. *b*) Dezelfde reeks impulsen na differentiatie in *D*. *c*) Dezelfde reeks impulsen plus de reeks synchronisatie-impulsen. (Dit beantwoordt aan de situatie bij de ingang van de schakeling *E*, fig. 6.)

Zoals reeds gezegd, bereiken we het eerste doel door gebruik te maken van het schermrooster in de buizen *IV*: de schermroosterspanning is alleen positief (en constant) gedurende één op de negen perioden van de zaagtandspanning (90 kper/sec), die tezamen met de modulatiespanning aan het stuurrooster wordt toegevoerd (*fig. 8a-c*); gedurende de overige acht zaagtandperioden is de schermroosterspanning nul (fig. 8*d*). De herhalingsfrequentie van de in duur gemoduleerde anodestroomimpulsen is dus 10 kper/sec (fig. 8*e*).

Het tweede doel — het in de tijd naast elkaar laten vallen van de impulsen der acht kanalen — is bereikt door er voor te zorgen dat op het schermrooster van een buis *IV* de positieve constante spanning (kanaalvensterspanning) precies op het juiste ogenblik komt te staan en gedurende de juiste tijd, nl. 11,1 μsec, de duur van een zaagtandperiode. Anders gezegd, elk „kanaalvenster" gaat open op het ogenblik waarop het voorafgaande kanaalvenster dichtgaat, en elk venster blijft gedurende 11,1 μsec open.

Om dit te verwezenlijken, is gebruik gemaakt van een „ketting"-schakeling, waarbij het dichtgaan van een kanaalvenster het opengaan van het volgende kanaalvenster veroorzaakt. De schakeling bestaat uit negen (één voor elk kanaal en één voor het synchronisatiesignaal) identieke „kanaalvensteroscillatoren" (de negen met *III* aangeduide rechthoeken in fig. 6).

Het schema van zulk een kanaalvensteroscillator (*fig. 9*) is verwant met dat van de bekende multivibrator van Abraham en Bloch. Door een kleine wijziging van de schakeling is echter een zodanige asymmetrie verkregen dat de schakeling niet voortdurend oscilleert, doch een bepaalde rusttoestand heeft, waartoe zij, na een evenwichtsverstoring, vanzelf terugkeert.

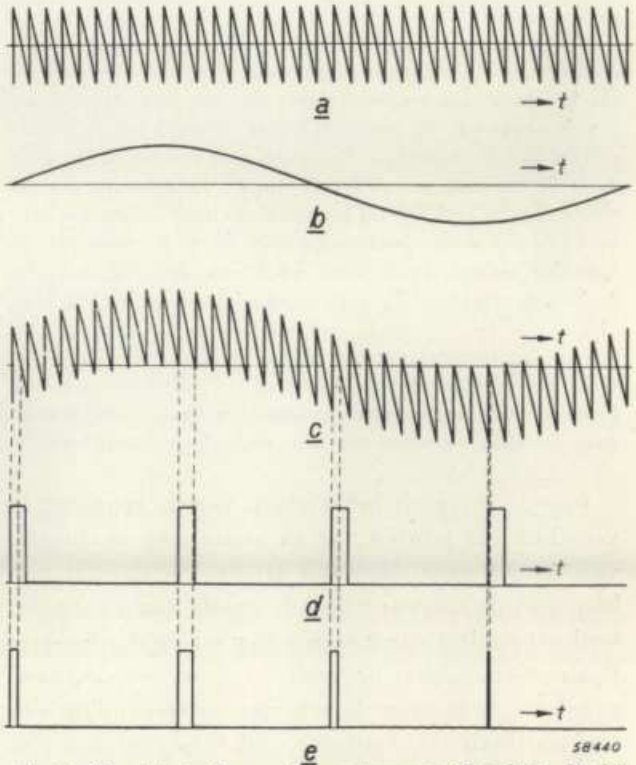



Fig. 8. Ter illustratie van het maken van impulsen, die bij één kanaal behoren. Aan het stuurrooster van een penthode (in fig. 6 met *IV* aangeduid) worden de zaagtandspanning (*a*) en de signaalspanning (*b*) toegevoerd; de superpositie van beide levert (*c*). Aan het schermrooster wordt de kanaalvensterspanning (*d*) toegevoerd. De resulterende, in duur gemoduleerde anodestroomimpulsen zijn in (*e*) voorgesteld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



De schakeling is bij ons uitgevoerd met een buis EFF 51, die twee penthodesystemen in één ballon bevat. Het stuurrooster van het ene systeem, $P_1$, is over een hoge weerstand $R_1$ verbonden met de positieve pool van de anodespanningsbron: $P_1$ laat dus stroom door. Het gevolg hiervan is dat de spanningsval over de anodeweerstand $R_2$ groot is en dat de anode van $P_1$ een lage spanning ten opzichte van de kathode heeft. Het stuurrooster van het andere systeem ($P_2$) van de

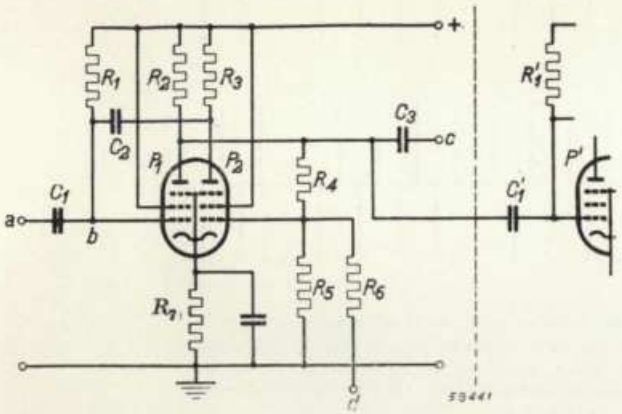



Fig. 9. Schema van een „kanaalvensteroscillator". $P_1$, $P_2$= twee penthodesystemen in één ballon (EFF 51). Het verloop van de spanning op de verschillende punten ($a$, $b$, $c$, $d$) van de schakeling is in fig. 10 voorgesteld.

buis is verbonden met een aftakking op de spanningsdeler $R_4$-$R_5$, die tussen de anode van $P_1$ en aarde is geschakeld. Dank zij een geschikte keuze van $R_4$ en $R_5$ en van de kathodeweerstand $R_7$ is de spanning op het stuurrooster van $P_2$ zo sterk negatief dat het systeem $P_2$ geen stroom doorlaat.

Wordt nu ten tijde $t_1$ de stroom door $P_1$ onderbroken door middel van een negatieve impuls, die over de condensator $C_1$ aan het stuurrooster wordt toegevoerd, dan stijgt de spanning aan de anode van $P_1$, derhalve ook de spanning aan het stuurrooster van $P_2$, waardoor $P_2$ stroom gaat doorlaten. Hierdoor daalt de spanning aan de anode van $P_2$. De spanning over de condensator $C_2$ zal zich bij de gewijzigde omstandigheden gaan aanpassen door een laadstroom over $R_1$ en $R_3$, waardoor de spanning aan het stuurrooster van $P_1$ negatief blijft, ook al is de impuls waardoor $P_1$ werd afgeknepen, weggevallen. Deze nieuwe situatie, waarbij $P_1$ stroomloos is en $P_2$ stroom geleidt, zal zo lang duren totdat ten tijde $t_2$ de laadstroom van $C_2$ zo klein geworden is, dat de spanning over $R_1$ niet voldoende groot is om $P_1$ afgeknepen te houden. Dan zal $P_1$ weer stroom gaan geleiden, waardoor ten slotte de beginsituatie is hersteld.

*Fig. 10 a-c* geeft het verloop van de spanning in verschillende punten van de schakeling als functie van de tijd weer. Men ziet uit fig. 10c dat het verloop van de spanning aan de anode van $P_1$ (fig. 9), welke spanning wordt afgenomen via de condensator $C_3$,de vorm heeft die nodig is voor een „kanaalvenster", dwz. voor de schermroosterspanning van een penthode *IV*, mits de tijd $t_2$—$t_1$ gelijk is aan 11,1 μsec en de negatieve impuls met een herhalingsfrequentie 10 000 per/sec terugkeert.

De wijze waarop negen zulke schakelingen aan elkaar gekoppeld zijn en samen voor het open- en dichtgaan van de negen kanaalvensters zorgen, is als volgt. De eerste schakeling — rechthoek *III* in kolom *S* van het blokschema van fig. 6 — wordt aangestoten met negatieve impulsen die in *C* (zie blokschema) met de herhalingsfrequentie 10 000 per/sec worden gemaakt. Om de tweede schakeling telkens 11,1 μsec later aan te stoten, „differentieert" men de spanning aan de anode van $P_1$, waardoor dus op het ogenblik dat de bedoelde spanning tot haar oorspronkelijke waarde terugkeert, een negatieve impuls ontstaat; deze negatieve impuls wordt toegevoerd aan het stuurrooster van $P_1'$ van de tweede schakeling (via de condensator $C_1'$, die overeenkomt met $C_1$ van de eerste schakeling). Op dezelfde manier levert de tweede schakeling een negatieve impuls voor de derde, de derde voor de vierde, enz. Deze „ketting" duurt zo lang tot ook de laatste (negende) schakeling in rust is teruggekeerd en daarmee de gehele kanaalvensterschakeling. Op dat ogenblik, 100 microseconden na het aanstoten van de eerste schakeling, ontvangt deze opnieuw een negatieve impuls, die van *C* afkomstig is.

De bedoelde „differentiatie" van de anodespanning van $P_1$ wordt bewerkstelligd door de elementen $C_1'$, $R_1'$, $P_1'$ van de volgende kanaalvensteroscillator. Ten gevolge van de stuurroosterstroom door $R_1'$ vertoont het stuurrooster-kathode-gedeelte van $P_1'$ nl. een lage inwendige weerstand, die samen met de condensator $C_1'$ de differentiërende kring vormt.

Het is van groot belang dat alle kanaalvensters precies even lang open blijven, en wel, zoals meermalen gezegd, gedurende precies één periode van de zaagtand, dwz. 11,1 μsec. Nu wordt de duur

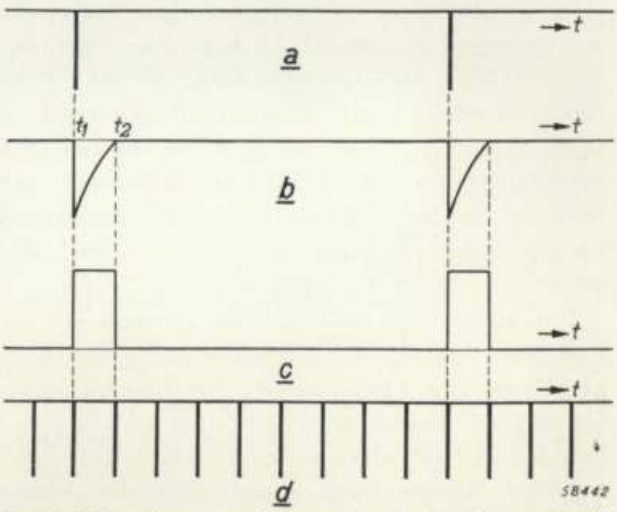



Fig. 10. Het verloop van de spanning als functie van de tijd op de punten $a$, $b$, $c$, $d$ van de kanaalvensterschakeling (fig. 9). $a$) geeft de impuls aan waarmee de schakeling wordt aangestoten, $b$) het spanningsverloop aan het stuurrooster van $P_1$, $c$) de spanning aan de anode van $P_1$ (de kanaalvensterspanning), $d$) de hulpimpulsen, welke de duur van de kanaalvensterspanningen bepalen op 11,1 μsec.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



van het openzijn van een kanaalvenster bepaald door de *RC*-tijd van de kring gevormd door $C_2$ en $R_1+R_3$ (fig. 9). Hierin ligt een bron van fouten. Teneinde de bedoelde duur volkomen gelijk te maken aan de zaagtandperiode, wordt aan het stuurrooster van $P_2$ van elke dubbele buis nog een negatieve impulsspanning toegevoerd (over de weerstand $R_6$) met een frequentie van 90 000 per/sec (fig. 10*d*); deze impulsen vallen met het begin van de zaagtandperioden samen en worden, evenals de zaagtandspanning, opgewekt in de schakeling *B* (zie blokschema fig. 6). Het grootste gedeelte van de tijd is $P_2$ afgeknepen en zullen deze negatieve hulpimpulsen geen uitwerking hebben. Voert echter $P_2$ wel stroom en zou het openzijn van het kanaalvenster langer duren dan de voorgeschreven 11,1 μsec, dan zorgt de hulpimpuls er voor dat na 11,1 μsec de stroom door $P_2$ onderbroken wordt en de schakeling weer in rust komt.

## Demodulator

### *De anodevolger*

Bezien wij thans wat er gebeurt aan de ontvangzijde. De hoogfrequente golftreintjes worden op normale wijze met een antenne opgevangen en toegevoerd aan het hoogfrequentgedeelte van een ontvanger. Dit levert dan na detectie impulsen van dezelfde vorm als die welke aan de zender werden toegevoerd. Deze impulsen moeten nu eerst worden gescheiden in reeksen die corresponderen met de afzonderlijke laagfrequente modulatiesignalen (gesprekken). Vervolgens moet elke reeks worden gedemoduleerd, dwz. uit elke reeks moet het betreffende laagfrequente modulatiesignaal worden gereconstrueerd. Hoe deze beide stappen in onze apparatuur geschieden, zullen we thans nader beschrijven, ofschoon niet in deze volgorde.

*Fig. 11* is het blokschema van de demodulator. Elk van de acht kolommen *1, 2, ...8* beantwoordt aan één kanaal (gesprek). Met *I*, de kanaalvensterschakeling, zullen we ons later bezig houden. In *II* komt de scheiding der kanalen tot stand met behulp van de door *I* geleverde kanaalvensterspanningen, terwijl tevens uit de afgescheiden, tot één kanaal behorende impulsen, de laagfrequente gesprekfrequenties worden gereconstrueerd. Over de schakeling *III* valt niet veel te zeggen. Zij bevat een laagfrequentversterker en een laag doorlatend filter, welk laatste de signalen met gesprekfrequenties „gladstrijkt". De uitgang is aangepast bij de er op aangesloten telefoonlijn.

De schakeling *II* echter zullen we uitvoeriger moeten bespreken. Hebben we de impulsen die bij één kanaal behoren, gescheiden van de overige (hoe dit tevens in *II* geschiedt, zal later blijken), dan zouden we in beginsel hieruit de laagfrequente gesprekscomponent kunnen verkrijgen door alle andere frequenties — de herhalingsfrequentie en de harmonischen hiervan — met een laag doorlatend filter uit te zeven. Daar echter de gewenste

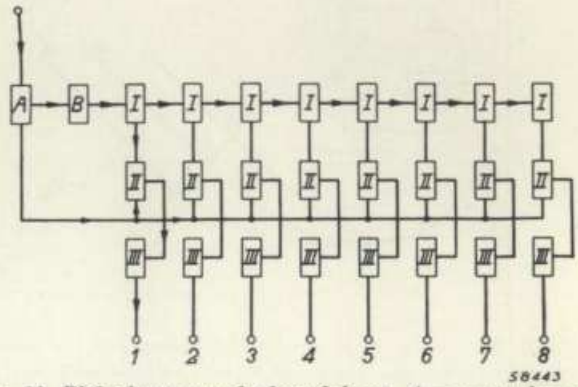



Fig. 11. Blokschema van de demodulator. *A* = versterker en begrenzer; *B* = schakeling waarin de synchronisatie-impulsen worden gescheiden van de andere impulsen; *I* = kanaalvensteroscillatoren; *II* = „anodevolgers"; *III* = versterkers en laag doorlatende filters. De acht kolommen beantwoorden aan de acht kanalen.

component in het frequentiespectrum der impulsen slechts zwak vertegenwoordigd is, vereist deze methode veel versterking en scherpe filters. Hetzelfde geldt voor andere methoden, die in plaats gemoduleerde impulsen reconstrueren tot in duur gemoduleerde impulsen, ofwel ze omzetten in impulsen die in amplitude zijn gemoduleerd. Hier is echter een geheel andere wijze van demodulatie gevolgd, namelijk met behulp van een schakeling waarbij gebruik wordt gemaakt van een buis met secundaire emissie en die behoort tot de groep van „anodevolger"-schakelingen (zo genoemd omdat, bij geschikte keuze van de onderdelen, de potentiaal van de hulpkathode spanningsveranderingen aan de anode volgt).

Ter verklaring van de werking van een anodevolger beschouwen wij de karakteristieken die voor een buis met secundaire emissie de betrekking tussen de stroom $I_{k_2}$ en de spanning $V_{k_2}$ van de hulpkathode $k_2$ weergeven, met de anodespanning $V_a$ als parameter en met constante spanning aan het stuur- en aan het schermrooster (*fig. 12*).

Bij zeer kleine waarden van $V_{k_2}$ treden slechts enkele elec tronen door de openingen in het schermrooster en bereiken $k_2$; met andere woorden, er treedt een zwakke stroom $I_{k_2}$ op. De richting van deze stroom (op $k_2$ vallende electronen) noemen wij positief.

Neemt $V_{k_2}$ toe (maar blijft zij voorlopig nog kleiner dan $V_a$), dan veroorzaken de electronen die $k_2$ treffen, secundaire emissie, waarbij per seconde meer electronen $k_2$ verlaten dan er op vallen; dwz. $I_{k_2}$ is van richting omgekeerd. De secundaire electronen begeven zich naar de anode, die een hogere potentiaal heeft dan $k_2$.

Laat men $V_{k_2}$ groter worden dan $V_a$, dan kunnen de secun-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



daire electronen de anode niet meer bereiken. Zij keren terug naar $k_2$, zodat $I_{k_2}$ weer positief wordt; $k_2$ vervult dan eigenlijk de rol van een anode. Bij $V_{k_2} = V_a$ is $I_{k_2} \approx 0$.

Is in serie met $k_2$ een weerstand $R$ geschakeld, en noemen we de voedingsspanning van de hulpkathodekring $V_b$, dan wordt, bij variëren van $V_a$, $I_{k_2} = 0$ als $V_a \approx V_b$. Voor een andere waarde van $V_a$ (bijv. $V_{a_1}$ of $V_{a_2}$) stelt $I_{k_2}$ zich in op het

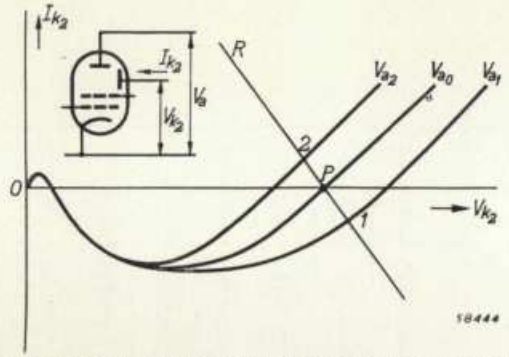



Fig. 12. Stroom $I_{k_2}$ in de hulpkathodeleiding van een secundaire-emissiebuis als functie van de hulpkathodespanning $V_{k_2}$ voor verschillende waarden van de anodespanning $V_a$. De schuine rechte lijn is de „weerstandslijn".

snijpunt (*1* resp. *2*) van de betrokken karakteristiek met de „weerstandslijn", d.i. de rechte lijn die door het punt $P$ op de abscisas met $V_{k_2} = V_b$ is getrokken met een helling $= 1/R$. Is $R$ zeer groot, dan loopt deze lijn bijna horizontaal en vallen de punten *1*, *2* nagenoeg op de abscisas, dwz. $V_{k_2}$ is dan steeds ongeveer gelijk aan $V_a$. Vandaar de naam „anodevolger".

### *Demodulatie van een kanaal met behulp van de anodevolger*

Van de anodevolger wordt op de volgende wijze gebruik gemaakt voor het demoduleren van de impulsen. De schakeling [2]) is weergegeven in *fig. 13*. Het stuurrooster, het schermrooster en de anode van een secundaire-emissiebuis EFP 60 dienen als ingangselectroden, de hulpkathode als uitgangselectrode. Aan het stuurrooster wordt het gehele samenstel van impulsen van alle kanalen toegevoerd, aan het schermrooster een kanaalvensterspanning (geleverd door de schakeling *I*, fig. 11), en aan de anode — behalve een gelijkspanning — een zaagtandspanning, die door een integrerend netwerk wordt afgeleid uit de kanaalvensterspanning. De hulpkathode wordt over een weerstand $R$ (overbrugd door een condensator $C$) gevoed uit dezelfde spanningsbron als de anode en is over een scheidingscondensator verbonden met de uitgangsklem. De kanaalvensterspanning zorgt er voor dat de buis slechts open is voor het respectievelijke kanaal en afgeknepen voor alle andere kanalen. (Waar wij in de verdere beschrijving spreken van impulsen, bedoelen wij alleen de impulsen van één kanaal.)

[2]) Deze schakeling danken wij aan Tj. Douma (Philips Laboratorium voor Wetenschappelijk Onderzoek).

Volgens de eigenschap van de anodevolger stelt bij iedere impuls de hulpkathode zich in op de ogenblikswaarde van de anodespanning. Is er geen modulatie aanwezig, dan bevinden de impulsen zich in de middenstand, waarbij de anodespanning juist halverwege de steil oplopende tak van de zaagtand is gevorderd. Als er modulatie optreedt, verplaatsen de impulsen zich naar links of naar rechts, waarmee waarden van de anodespanning corresponderen die een bedrag lager resp. hoger zijn dat evenredig is met de verschuiving van de impulsen. De hulpkathode volgt deze anodespanningswisselingen; de buis werkt dus als het ware als een schakelaar die bij iedere impuls de hulpkathode even met de anode verbindt. Als de impuls voorbij is, blijft de hulpkathodespanning bewaard doordat de relaxatietijd $RC$ lang is ten opzichte van de tijdafstand der impulsen. Een en ander is verduidelijkt in *fig. 14 a-d*, waarin de onderste kromme het trapjesvormige verloop van de uitgangsspanning weergeeft. In *III* (fig. 11) wordt deze spanning verder versterkt.

Zoals reeds eerder is gezegd, worden bij impulsmodulatie slechts enkele ogenblikswaarden van de laagfrequente spanning overgebracht (*fig. 15a*). Daar het niet bekend is of de volgende impuls correspondeert met een grotere of een kleinere amplitude, is de in fig. 15*b* afgebeelde trapjeskromme de beste benadering van het signaal die men uit de stippelkromme (fig. 15*a*) kan verwachten. De trapjeskromme — in tegenstelling tot de impulsen — bevat het gezochte laagfrequente signaal in sterke mate.

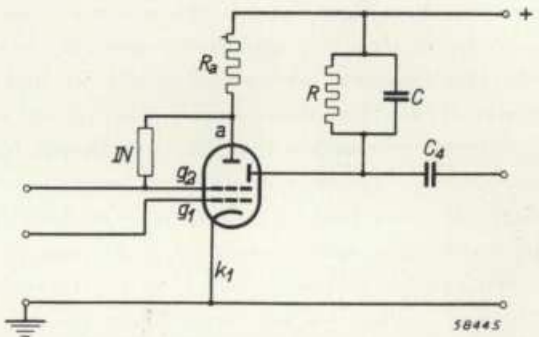



Fig. 13. Anodevolger met secundaire emissiebuis (EFP 60) voor het demoduleren van één kanaal. Ingangselectroden: stuurrooster $g_1$, schermrooster $g_2$ en anode $a$. Uitgangselectrode: hulpkathode $k_2$. Met $k_1$ is de hoofdkathode aangegeven. $IN$ = integrerend netwerk. $R$-$C$ = kring met een relaxatietijd die lang is ten opzichte van de afstand tussen twee opeenvolgende impulsen. $C_4$ = scheidingscondensator. $R_a$ = anodeweerstand.

Een eenvoudig laag doorlatend filter is voldoende om de ongewenste hogere harmonischen er uit te zeven. Het gebruik van scherpe filters en van grote versterking is dus overbodig.

### *Scheiding van de acht kanalen*

Om de beschrijving van de werkwijze van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



demodulator compleet te maken, moeten wij nog iets zeggen over de manier waarop men de kanaalvensterspanningen verkrijgt, die worden toegevoerd aan het schermrooster van de secundaire-emissiebuizen.

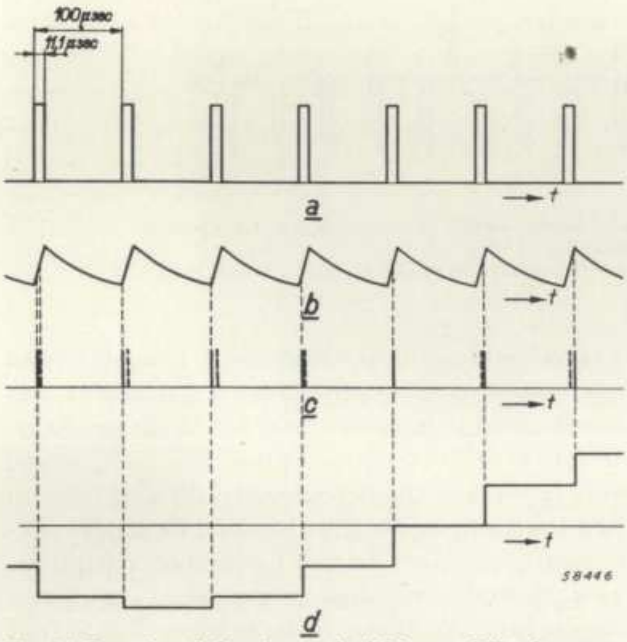



Fig. 14. Spanning als functie van de tijd in verschillende punten van de schakeling, aangegeven in fig. 13: *a*) kanaalvensterspanning op het schermrooster, *b*) door integratie daaruit verkregen zaagtandspanning op de anode, *c*) in plaats gemoduleerde signaalimpulsen op het stuurrooster (ruststand gestippeld), *d*) uitgangsspanning (hulpkathodespanning ontdaan van de gelijkspanningscomponent).

Het verloop van een dezer spanningen is in fig. 14*a* voorgesteld. Daar de apparatuur is bestemd voor acht kanalen, zijn er acht van zulke spanningen nodig, die onderling zodanig in de tijd moeten zijn verschoven dat op ieder ogenblik slechts één van hen positief is. Hetzelfde probleem hebben wij reeds ontmoet bij de beschrijving van de modulator. De daar beschreven oplossing, nl. de kanaalvensterschakeling, is ook hier, bij de demodulator, toegepast. De acht rechthoeken *I* in het blokschema

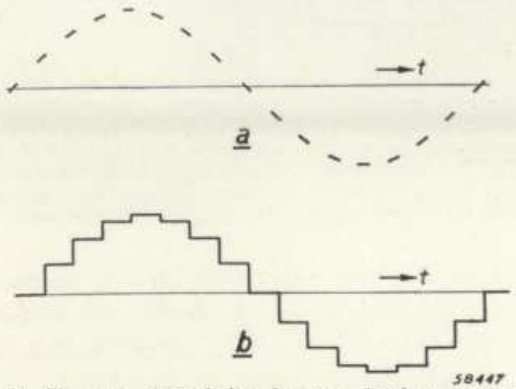



Fig. 15. Van een signaal dat de vorm heeft van een sinuskromme, wordt slechts — zie fig. 3 — een sinusvormige stippelkromme uitgezonden, die in (*a*) is voorgesteld. Bij de demodulatie wordt daaruit een trapjesvormige kromme verkregen (*b*).

fig. 11 stellen inderdaad dezelfde kanaalvensterschakeling voor als de negen rechthoeken *III* in het blokschema fig. 6 (bij de demodulator ontbreekt de rechthoek die in de modulator correspondeert met het synchronisatiesignaal).

Bij de beschrijving van de kanaalvensterschakeling hebben wij gezien dat deze schakeling telkens moet worden aangestoten met een negatieve impuls, en wel met een herhalingsfrequentie 10 kper/sec. De daarvoor vereiste reeks van negatieve impulsen wordt bij de demodulator afgeleid uit de reeks van brede synchronisatie-impulsen, die immers ook de herhalingsfrequentie 10 kper/sec hebben [3]). Dit geschiedt met behulp van een schakeling die in het blokschema fig. 11 is aangeduid met *B*. Daaraan worden alle impulsen, de synchronisatie-impulsen inbegrepen, toegevoerd en vervolgens „gedifferentieerd". Het differentiëren geschiedt met behulp van een *RC*-schakeling die zo is gedimensionneerd dat de *RC*-tijd lang is ten opzichte van de duur der signaalimpulsen, doch kort ten opzichte van de duur der synchronisatie-impulsen (deze zijn immers veel breder). Het resultaat is, dat na de differentiatie met het eind van elke synchronisatie-impuls een positieve spanningspiek correspondeert die veel hoger is dan de positieve pieken die corresponderen met het eind van elke signaalimpuls (*fig. 16*) [4]). Dit maakt het mogelijk, de spanningspieken die bij de synchronisatie-impulsen behoren, van de andere pieken te scheiden met behulp van een buis, die dan de vereiste negatieve impulsen levert. Deze buis maakt ook deel uit van de schakeling *B*.

## Signalering

Zoals men weet, vormt de signalering, dwz. het doorgeven van de kiestoon, de kiesimpulsen, het „bezet"-signaal, enz., een belangrijk aspect van het telefoonverkeer. Het technische probleem van de signalering, dat bij de draaggolftelefonie vrij moeilijk is [5]), wordt bij de hier beschreven vorm van multiplex-impulsmodulatie zeer eenvoudig opgelost. De signalering geschiedt hier door het doorgeven van gelijkstroomimpulsen, evenals bij het locale telefoonverkeer. Zoals wij hebben gezien bij

[3]) Het dient te worden opgemerkt dat bij de demodulator de hulpimpulsen met herhalingsfrequentie 90 kper/sec, die de kanaalvensters op de juiste momenten sloten, niet voorhanden zijn. Hier wordt de tijd van het openstaan van de kanaalvensters dus geheel bepaald door de *RC*-tijd van de kring gevormd door $C_2$ en $R_1+R_3$ (fig. 9). De juiste instelling van deze tijd moet worden verkregen door instelling van bijv. de capaciteit $C_2$.

[4]) Vgl.: Een televisie-ontvanger met geprojecteerd beeld, V. De synchronisatie, door J. Haantjes en F. Kerkhof, Philips techn. T. **10**, 364-370, 1948 (No. 12).

[5]) Zie bijv.: F. A. de Groot, De signalering bij draaggolftelefonie, Philips techn. T. **8**, 168-176, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



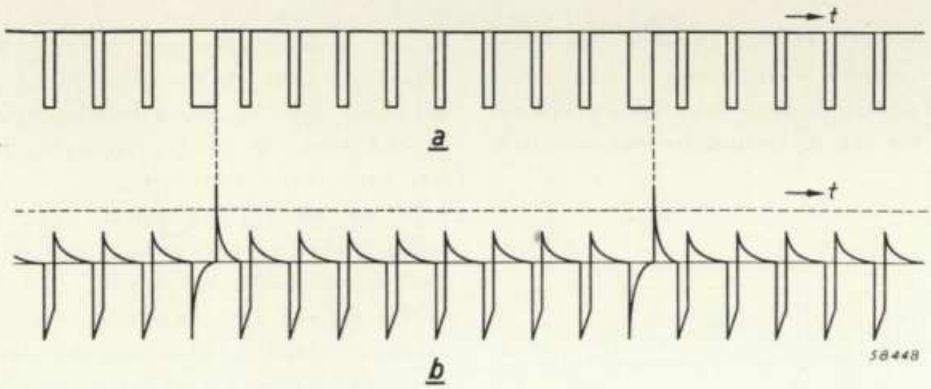



Fig. 16. *a*) De impulsen die aan alle acht kanalen beantwoorden en de synchronisatie-impulsen, zoals zij worden toegevoerd aan de schakeling *B* (fig. 11).
*b*) Dezelfde impulsen na differentiatie met een differentiërende kring, die deel uitmaakt van de schakeling *B*.

de beschrijving van de demodulator, heeft een vaste verschuiving van een impuls een bepaalde gelijkspanningsverandering op de hulpkathode van de anodevolger ten gevolge. De gelijkstroomkiesimpulsen, die een bepaalde signaalimpuls uit de ruststand verplaatsen, zullen derhalve analoge gelijkspanningsimpulsen aan de hulpkathode veroorzaken, die met een gelijkspanningsversterker kunnen worden versterkt en vervolgens aan de desbetreffende relais worden toegevoerd.

## Slotopmerkingen

Rest ons nog enkele opmerkingen te maken over het toepassingsgebied van de hier beschreven apparatuur voor multiplex-impulsmodulatie.

Allereerst is het duidelijk dat bij een straalzenderverbinding die een schakel moet vormen in een draaggolftelefoniesysteem, bij voorkeur niet deze wijze van modulatie zal worden toegepast. Immers, dit zou zowel aan de zend- als aan de ontvangzijde een dubbele apparatuur vereisen, namelijk aan de zendzijde een draaggolfdemodulatie- en een impulsmodulatie-apparatuur, en aan de ontvangzijde het omgekeerde. Men zal dus in zulk een geval uitzien naar een wijze van overdracht waarbij de draaggolf in haar geheel wordt overgebracht [6]). (Men dient dan in het algemeen genoegen te nemen met langere, dus minder goed te bundelen golven.) Heeft men daarentegen een niet al te groot aantal „losse" gesprekken over te brengen (dwz. gesprekken die niet reeds in de vorm van een draaggolfband bij de zender aankomen), dan levert de hier beschreven apparatuur voor multiplex-impulsmodulatie grote voordelen, daar zij betrekkelijk eenvoudig en weinig kostbaar is.

[6]) A. van Weel, Een experimentele zend- resp. ontvangapparatuur voor telefonie op ultra-korte golf met frequentiemodulatie, Philips tech. T. **8**, 121-128 en 193-198, 1946.

**Samenvatting.** Bij straalzenderverbindingen doen zich moeilijkheden voor, waaraan door de toepassing van impulsmodulatie tegemoet gekomen kan worden. In dit artikel wordt eerst een korte uiteenzetting gegeven van de beginselen van de impulsmodulatie en van de zg. multiplex-impulsmodulatie, dwz. het overbrengen van verscheidene telefoniekanalen met behulp van impulsmodulatie. Vervolgens wordt een nieuwe apparatuur beschreven voor multiplex-impulsmodulatie met acht kanalen. Bij de modulator wordt de opeenvolging in tijd van de bij de verschillende kanalen behorende impulsen verkregen door een schakeling die uit een ketting van kanaalvensteroscillatoren bestaat. Bij de demodulator worden de verschillende kanalen van elkaar gescheiden door eenzelfde kettingschakeling. De demodulatie zelf geschiedt met behulp van een schakeling die gebruik maakt van een speciale eigenschap van de secundaire-emissiebuis (anodevolger).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# PIËZO-ELECTRISCHE MATERIALEN

door J. C. B. MISSEL. 537.228.1

*Het ligt in de bedoeling, in dit tijdschrift enige artikelen te plaatsen die een indruk geven van de grote vlucht welke de vervaardiging van kwarts-oscillatorplaten tijdens de laatste oorlog in Amerika heeft genomen, en van de bijdrage die het Philips-laboratorium te Irvington daartoe heeft geleverd. Als inleiding tot deze artikelen, en tot eventuele verdere, die de meer recente ontwikkeling op dit gebied weergeven, is het gewenst enkele der belangrijkste feiten en begrippen uit het domein der piëzo-electriciteit de revue te laten passeren. Daarbij wordt in het bijzonder aandacht geschonken aan nieuwe piëzo-electrische materialen.*

Over theorie en practijk van het piëzo-electrisch effect bestaat reeds een literatuur van respectabele omvang. Het verschijnsel en zijn toepassing hebben talloze facetten die het belichten waard zijn, en de enkele pagina's die er hier aan zullen worden gewijd, kunnen voor de ingewijde niet anders dan een schromelijke onvolledigheid ten toon spreiden. Men houde den schrijver ten goede dat het hier slechts een inleiding betreft, bedoeld als voorbereiding om enkele artikelen op dit gebied, die in dit tijdschrift zullen verschijnen, zonder raadpleging van verdere literatuur leesbaar te maken. Voor wie wat dieper in de materie wil doordringen, zijn aan het slot van dit artikel enige uitvoerige publicaties aangehaald.

## Piëzo-electriciteit en haar toepassing

Het fenomeen der piëzo-electriciteit werd in 1880 door de gebroeders Pierre en Jacques Curie ontdekt: zij constateerden dat een kwartskristal als gevolg van een mechanische belasting electrische ladingen met tegengestelde polariteit op twee tegenover elkaar gelegen vlakken vertoont (dwz. een electrische dipool wordt). Kristallen die deze eigenschap bezitten, geven altijd ook het omgekeerde effect te zien: geplaatst in een electrisch veld, vertonen zij behalve een electrische polarisatie ook een mechanische deformatie. In beide gevallen is het effect lineair, dwz. de ladingen en de deformaties zijn evenredig met de veroorzakende krachten en electrische veldsterkten en zij keren mèt deze van teken om. Hierdoor is het inverse piëzo-electrisch effect dadelijk te onderscheiden van het verschijnsel der electrostrictie, d.i. de deformatie die elke stof — kristallijn of amorf — in een electrisch veld ondergaat en die met het kwadraat van de veldsterkte varieert.

De grootte van het piëzo-electrisch effect hangt in hoofdzaak af van het materiaal en van de richting waarin de mechanische belasting (bijv. een druk) wordt aangebracht. Zeer sterk is het effect bij seignettezout (rochellezout, kalium-natriumtartraat). In een bepaalde richting van het kristal kan hierop een lading worden verkregen van ongeveer $8 \cdot 10^{-9}$ coulomb per newton uitgeoefende kracht ($2{,}3 \cdot 10^{-4}$ e.s.e./dyne) [1]). Bij kwarts krijgt men in de gunstigste richting ongeveer $2 \cdot 10^{-12}$ C/N.

De practische toepassingen die het piëzo-electrische effect gevonden heeft, zijn zo algemeen bekend dat wij deze slechts in het kort behoeven te memoreren. Het meest voor de hand ligt het gebruik van het effect voor het langs electrische weg aantonen van mechanische trillingen, en omgekeerd voor het genereren van mechanische trillingen door electrische wisselspanningen. De eerste mogelijkheid is verwezenlijkt in de „kristal-pick-up" en de „kristal-microfoon" [2]), de tweede in ultrasonore stralers. De energierijke ultra-geluidsgolven, die deze stralers leveren, vinden practische toepassing voor het geven van signalen onder water, voorts bij de bereiding van zeer fijn verdeelde emulsies en suspensies, en ook voor het opsporen van materiaalfouten in grote, massieve werkstukken. Een geheel ander soort gebruik van piëzo-electrische kristallen is dat als frequentiebepalend element van radiozenders. Hiervoor is tijdens de laatste wereldoorlog in Amerika en elders een grootscheepse fabricage van kwarts-oscillatorplaten op touw gezet, die tientallen millioenen exemplaren heeft afgeleverd. Ten slotte noemen we het gebruik van piëzo-kristallen als filterelementen voor de draaggolftelefonie en andere takken der communicatietechniek.

Waarop de geschiktheid van piëzo-kristallen voor deze toepassingen berust, zal hieronder nog worden aangestipt.

---

[1]) Ofwel, bij het inverse effect, een deformatie van $8 \cdot 10^{-9}$ meter per volt aangelegde spanning. Uit de theorie volgt nl. dat de evenredigheidscoëfficienten voor het directe en het inverse effect identiek zijn; men verifieert gemakkelijk dat dit wat de dimensies betreft niet tot tegenspraken leidt (C/N is dezelfde dimensie als m/V). De stof met het grootste directe effect heeft dus ook het grootste inverse effect.

[2]) Zie bijv. Philips techn. T. **5**, 155, 1940 en **5**, 9, 1940 (keelmicrofoon).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



## Piëzo-electrische kristalsoorten

Een piëzo-electrisch effect kan men verwachten bij alle kristalsoorten — op een enkele uitzondering na — die in hun kristalrooster geen symmetriecentrum bezitten. Dat het effect niet kan optreden bij kristalsoorten mèt symmetriecentrum, is het eenvoudigst in te zien door een elementaire cel van het rooster van een dergelijk kristalsoort te bebeschouwen (zie *fig. 1*). Het piëzo-electrische effect komt hierop neer dat een deformatie van het kristal (dus ook van de elementaire cel) een onderlinge verschuiving meebrengt van de zwaartepunten der negatieve resp. positieve ladingen die de ionen in de cel dragen. We tekenen nu uit het middelpunt der elementaire cel een voerstraal naar een der ionen. Heeft het kristalrooster een symmetriecentrum, dan zal de tegengesteld gerichte en even lange voerstraal altijd eindigen in een ion van dezelfde soort; de genoemde zwaartepunten liggen derhalve beide in het middelpunt van de cel. Bij een deformatie door uitwendige krachten blijft — juist ten gevolge van de symmetrie, die ook in de mechanische vastheid van het kristal in verschillende richtingen bestaat — de eigenschap van het symmetriecentrum gehandhaafd; de zwaartepunten der positieve en negatieve ladingen blijven dus samenvallen, dwz. er treedt geen piëzo-effect op.

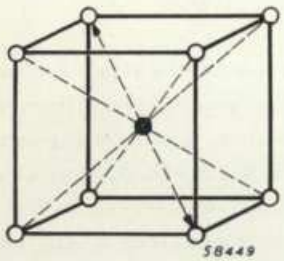



Fig. 1. Eenvoudig voorbeeld van een kristalsoort met symmetriecentrum; elementaire cel van het kristalrooster van caesiumchloride, CsCl.
Het volledige rooster ontstaat door de cel in de richting der kubusribben telkens over een ribbelengte te verschuiven. Het witte ion kan caesium zijn en het zwarte chloor, of omgekeerd. Het rooster is natuurlijk electrisch neutraal, hoewel de elementaire cel schijnbaar acht witte en slechts één zwart ion bevat: elk van de witte ionen behoort tegelijk tot acht in een hoekpunt aan elkaar grenzende elementaire cellen, mag dus slechts voor 1/8 deel tot de getekende cel worden gerekend. Soortgelijke beschouwingen gelden voor de kristaltypen in de volgende figuren.

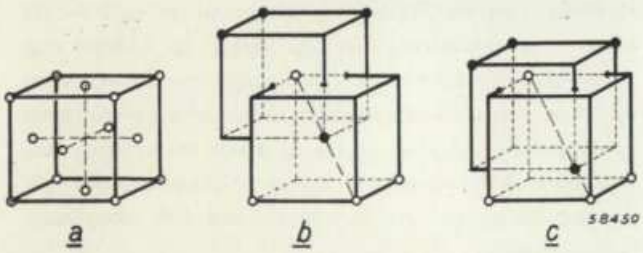



Fig. 2. *a*) In de zijvlakken gecentreerd kubisch rooster van één ionensoort.
*b*) Het kristalrooster van het steenzout-type kan men construeren door twee roosters volgens (*a*), het ene van „witte" ionen (bijv. natrium), het andere van „zwarte" ionen (bijv. chloor), in elkaar te schuiven, zodanig dat het ene over de halve lengte der ruimtediagonaal van de elementaire cel verplaatst is ten opzichte van het andere.
*c*) Het kristalrooster van het sphaleriet-type ontstaat op analoge manier als (*b*), waarbij echter het „witte" rooster (bijv. koper) en het „zwarte" (bijv. chloor) slechts over een kwart lengte van de genoemde ruimtediagonaal ten opzichte van elkaar zijn verplaatst.
In (*b*) en (*c*) zijn duidelijkheidshalve slechts enkele ionen van elk rooster aangegeven.

De lezer zal na deze enigszins abstracte redenering wellicht nog behoefte gevoelen aan een voorbeeld. Wij kiezen daarvoor de alkalihalogeniden, die géén, en de cuprohalogeniden, die wèl een piëzo-electrisch effect vertonen. Deze stoffen kristalliseren resp. volgens het steenzout-type en het sphaleriet-type. Beide kristallen bevatten slechts twee soorten ionen en kunnen worden opgebouwd uit twee kubische in de zijvlakken gecentreerde roosters der beide ionensoorten, die op een bepaalde manier in elkaar worden geschoven. In *fig. 2* is getracht dit aanschouwelijk te maken. Men kan aan de getekende elementaire cellen *fig. 3a* en *fig. 4a* verifiëren dat het steenzout-type een symmetriecentrum bezit, het sphaleriet-type daarentegen niet.

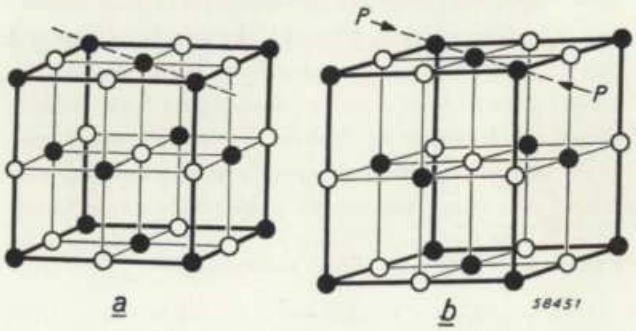



Fig. 3. Elementaire cel van een kristal van het steenzout-type (*a*). Bij deformatie door de aangeduide krachten $P$ krijgt de cel de vorm (*b*): het oorspronkelijk vierkante bovenvlak wordt een ruit. De cel heeft, in de oorspronkelijke evenals in de gedeformeerde toestand, een symmetriecentrum, waarin het zwaartepunt van alle witte ionen zowel als dat van alle zwarte ionen valt. Er is dus geen piëzo-electrisch effect.

Is nu bij het sphaleriet-type ook in te zien, hoe het piëzo-electrische effect tot stand komt? In de normale toestand (fig. 4*a*) vallen bij dit type wederom de zwaartepunten der „witte" en der „zwarte" ionen beide in het middelpunt van de elementaire cel. Bij de vervorming die de elementaire cel zal ondergaan door een druk in de aangegeven richting ($P$), gaan alle ionen in de pijlrichting naar elkaar toe, in richtingen loodrecht hierop van elkaar af (fig. 4*b*). Houdt men rekening met het feit dat elk ion door de bindingskrachten van alle naburige ionen min of meer verend op zijn plaats wordt gehouden, dan is het duidelijk dat de toenadering tussen de zwarte ionen $A$ en $B$ en de verwijdering tussen de zwarte ionen $C$ en $D$ tot gevolg zal hebben dat het witte ion $E$ dieper tussen de ionen $C$ en $D$ in zakt. Dit geldt analoog voor de andere drie witte ionen $F$, $G$, $H$ in de elementaire cel. In de vervormde elementaire cel (fig. 4*b*) zal derhalve het zwaartepunt der witte ionen gezakt zijn ten opzichte van dat der zwarte.

Men kan hier rechtstreeks zien, hoe het piëzo-electrische effect ontstaat door het ontbreken van een symmetriecentrum: waren er op de plaatsen $I$, $K$, $L$, $M$ ook nog witte ionen, dan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



zouden deze door dezelfde deformatie juist naar boven geperst worden en het zwaartepunt van alle witte ionen zou niet verschuiven. Deze configuratie komt inderdaad voor: het is het zg. fluoriet-type, waarin bijv. calciumfluoride kristalliseert; zie *fig. 5*. In overeenstemming met de verwachting is dit soort kristallen, dat weer een symmetriecentrum bezit, niet piëzo-electrisch.

Ongeveer 1000 van de 10 000 tot nu toe kristallografisch geïdentificeerde kristalsoorten behoren tot kristalklassen zonder symmetriecentrum en vertonen dus een piëzo-electrisch effect. Helaas komen daarvan slechts enkele soorten in aanmerking voor practisch gebruik. Hiervoor moet men nl. in de eerste plaats beschikken over vrij grote kristallen. Van de natuurlijke kristalsoorten blijven dan alleen kwarts, tourmalijn en zinkblende over. Tourmalijnkristallen van voldoende homogene structuur komen slechts zeer zelden voor. Zinkblende is door zijn gemakkelijke splijtbaarheid niet goed te verwerken. Zo belandt men bij kwarts als de enige

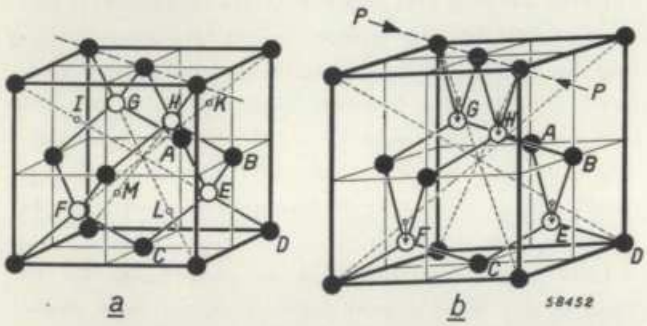



Fig. 4. Elementaire cel van een kristal van het sphaleriet-type (*a*). Er is géén symmetriecentrum. Bij analoge deformatie als in fig. 3 krijgt de cel de gedaante van (*b*). Het witte ion *E* is hierbij gezakt ten opzichte van de vier omringende zwarte ionen *A*, *B*, *C*, *D*. Hetzelfde geldt voor de andere drie witte ionen *F*, *G*, *H*, zodat het zwaartepunt der witte ionen in de cel nu lager ligt dan dat der zwarte ionen (piëzo-electrisch effect).

bruikbare — maar zeer goed bruikbare — natuurlijke piëzo-kristalsoort. Van kunstmatig gekweekte kristallen met piëzo-effect is het reeds genoemde seignettezout het langste bekend. Enkele andere synthetische piëzo-kristalsoorten zullen we hieronder nog vermelden.

**Eigenschappen van seignettezout en kwarts als piëzo-electrische materialen**

Hierboven is de practische eis vermeld dat men moet beschikken over piëzo-kristallen van voldoende grootte. Natuurlijk zijn er nog andere criteria voor de bruikbaarheid van een piëzo-kristalsoort. De meest op de voorgrond tredende zijn: de grootte van het piëzo-effect; de mechanische sterkte, die bepaalt welke deformaties kunnen worden toegelaten; de gevoeligheid van deze eigenschappen voor uitwendige omstandigheden, zoals temperatuur, vocht, enz.

Bij seignettezout is het piëzo-electrische effect buitengewoon groot, doch de kristallen kunnen slechts worden gebruikt tussen —30 en 50 °C, zij zijn oplosbaar in water, en hun mechanische sterkte

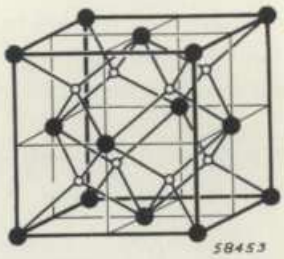



Fig. 5. Worden de plaatsen *I*, *K*, *L*, *M* in fig. 4*a* ook door „witte" ionen bezet, dan ontstaat weer een kristalrooster met symmetriecentrum, het fluoriet-type (voorbeeld: zwarte ionen calcium, witte ionen fluoor; $CaF_2$). Bij deformatie gaan vier witte ionen omlaag en vier witte ionen omhoog, het zwaartepunt blijft op zijn plaats, er is dus geen piëzo-electrisch effect.

is gering. Door deze laatste eigenschap is de toepassing in hoofdzaak beperkt tot microfoons en trillingsopnemers. Voor zulke apparaten is nl. een meetrillen met zeer uiteenlopende frequenties vereist. Men kan daardoor het kristal niet in de buurt van een van zijn mechanische resonantiefrequenties laten werken en heeft steeds met betrekkelijk kleine deformaties te maken, die het seignettezoutkristal nog goed kan verdragen. Daarbij is juist wegens de kleinheid der deformaties het zeer grote piëzo-effect van seignettezout essentieel. Wat de vocht- en temperatuurgevoeligheid betreft, men kan bij de genoemde toepassingen de omstandigheden voldoende constant houden, zodat het gebruik van seignettezout hierin geen bezwaren ontmoet.

Ook als generator voor mechanische, ultrasonore, trillingen wordt seignettezout wel gebruikt. In het algemeen is echter hiervoor kwarts beter geschikt, vooral als het om grote vermogens te doen is. Weliswaar is het piëzo-electrisch effect bij kwarts lang niet zo sterk als bij seignettezout, doch de toelaatbare deformaties zijn veel groter, en men kan in dit geval gemakkelijk grote deformaties verkrijgen aangezien men in principe telkens slechts één frequentie wil opwekken en kan zorgen dat dit een eigen frequentie van het kristalplaatje is. Men kan aldus golven produceren van ongeveer 10 W vermogen per $cm^2$ van het stralend oppervlak. Dit is veel meer dan kan worden bereikt met electrodynamische luidsprekersystemen of met het, ook wel toegepaste, effect van magnetostrictie.

Voor andere toepassingen van het piëzo-electrisch effect, met name voor de bovengenoemde frequentiestabilisering van radiozenders, bezit kwarts eveneens voortreffelijke eigenschappen. Dit willen wij

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



toelichten aan de hand van het electrische vervangingsschema van een trillend piëzo-electrisch kristal, *fig. 6*. De zelfinductie $L$ vertegenwoordigt de trillende massa, de capaciteit $C_1$ de mechanische stijfheid. $C_2$ is de statische capaciteit, die bepaalt welke electrische spanningen aan het kristal optreden bij de wisselende lading ten gevolge van de periodieke deformatie. Door de weerstand $r$ worden de diverse

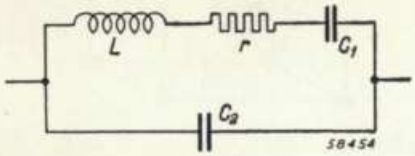



Fig. 6. Electrisch vervangingsschema van een piëzo-kristal dat trilt onder invloed van een aangelegde wisselspanning.

dempingsoorzaken tot uitdrukking gebracht: inwendige wrijving van het kristal, demping door de bevestiging en de bekleding met electroden, en demping door eventuele uitstraling van acoustische golven. De grootheden in het schema hangen af van de kristalsoort, de vorm en kristallografische orientatie van het kristalplaatje, en de omstandigheden van het gebruik. Voor kwarts kan men rekenen met practisch realiseerbare waarden van bijv. $L = 10$ henry, $C_1 = 0{,}1$ $\mu\mu$F, $C_2 = 20$ $\mu\mu$F, $r = 200$ ohm.

Wordt het kristal als „trillingskring" in de oscillatorschakeling van een zender gebruikt, dan kan deze schakeling in het algemeen slechts oscilleren in het frequentiegebied waarin de reactantie van het kristal positief is. De formules voor de impedantie $R + jX$ van het vervangingsschema (fig. 6) willen wij hier niet opschrijven, doch wij volstaan met een diagram van de reactantie $X$ als functie van de frequentie, zie *fig. 7*. Dit diagram vertoont een serieresonantie ($X = 0$) bij een frequentie $f_s$, en een parallelresonantie ($X = \infty$ of althans zeer groot) bij een frequentie $f_p$. Daartussen is $X > 0$ en kan de schakeling oscilleren. Is $C_2$ veel groter dan $C_1$, zoals bij kwarts het geval is, dan liggen $f_p$ en $f_s$ zeer dicht bij elkaar (bij kwarts bedraagt het verschil van $f_p$ en $f_s$ slechts enkele tienden procent van $f_s$) en wordt de frequentie waarmee de schakeling oscilleert, vrijwel alleen bepaald door de waarden van $L$ en $C_1$.

Wanneer men nu de bovengenoemde waarden van $L$ en $C_1$ vergelijkt met die van een kring opgebouwd uit spoelen en condensatoren, dan valt het op dat de gewenste afstemming door een kwartskristal bereikt wordt met een grote waarde van $L$ en een kleine waarde van $C_1$. Aangezien ook $r$ vrij klein is, betekent zulks dat de kwaliteitsfactor $Q = (1/r)\sqrt{L/C_1}$ van het kristal veel groter is dan die van een $LC$-kring. Bij frequenties van 10 Mper/sec, waar men nog wel normale $LC$-kringen gebruikt, die dan op zijn best een kwaliteit $Q \approx 300$ bezitten, kan men met kwartskristallen waarden van bijv. 30 000, bij opstelling in vacuo (waardoor de acoustische stralingsdemping wegvalt) zelfs van 200 000 bereiken. Dank zij deze hoge kwaliteitsfactor wordt de oscillatiefrequentie zeer goed gestabiliseerd.

Verder is het voor de practijk van groot belang dat de waarden van $L$ en $C_1$ of liever gezegd de resonantiefrequenties, bij kwarts zeer stabiel zijn. In het bijzonder kan men deze in hoge mate onafhankelijk maken van de temperatuur, door het oscillatorplaatje in bepaalde kristallografische richtingen uit een kristal te snijden. Bij de meest gebruikte orientaties, de zg. AT- en BT-sneden, is de relatieve frequentieverandering van het oscillatorplaatje over een gebied van 100 Celsiusgraden niet meer dan enige honderdsten procent, bij de zg. GT-snede zelfs niet meer dan 0,0001 %. Ter illustratie zij vermeld dat men met zulk een kristal, geplaatst in een thermostaat en opgenomen in een oscillatorschakeling die weinig terugwerking op de kristalfrequentie heeft, een klok kan bouwen die de tijd meet met een fout van niet meer dan 1 op $10^9$. Dit is minder dan de fout die in astronomische tijdwaarnemingen sluipt ten gevolge van de onregelmatigheden in de draaiing van de aarde.

Deze grote constantheid is mede hieraan te danken dat kwarts zeer hard is en in hoge mate bestand tegen chemische aantasting. Een tolerantie van $10^{-5}$ in de eigen frequentie van een oscillator-

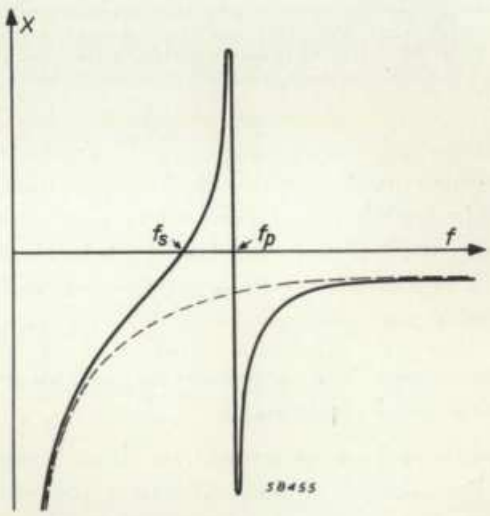



Fig. 7. Het trillende piëzo-kristal heeft een impedantie $R + jX$. De reactantie $X$ is hier uitgezet als functie van de frequentie $f$. Indien $C_2$ veel groter is dan $C_1$, gedraagt het kristal zich in het grootste gedeelte van het frequentiegebied als een capaciteit, $X = -1/\omega C_2$ (zie de gestippelde hyperbool). Bij de frequentie $f_s$ treedt een serieresonantie op, de impedantie wordt hier zuiver reëel en heeft de waarde $R \approx r$ (zie fig. 6). Bij $f_p$ is er een parallelresonantie, $X$ wordt hier zeer groot (in het geval $r = 0$, oneindig).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



plaatje zou reeds door het afbrokkelen van een laagje ter dikte van enige millioenste millimeter van het oppervlak van het plaatje worden overschreden. Door de grote hardheid kan ook de bewerking van het kwartsplaatje met grote nauwkeurigheid geschieden, zodat men niet alleen een zeer constante frequentie kan verwezenlijken maar deze ook van te voren met een tolerantie van bijv. $10^{-5}$ kan voorschrijven.

Na alle goede eigenschappen van kwarts, die in dit hoofdstuk werden opgesomd, moeten we tot slot nog even wijzen op de beperkingen van het gebruik ervan. We hebben reeds het geval vermeld van microfoons en andere, niet met resonantietrillingen werkende apparaten, waarvoor het piëzo-effect van kwarts niet groot genoeg is. We kunnen hieraan toevoegen de toepassing van het piëzo-effect voor bandfilters in de draaggolftelefonie. Zulke bandfilters moeten een doorlaatgebied hebben ter breedte van een gesprekskanaal (bandbreedte ca 3400 per/sec). Men kan deze breedte bij een des te kleinere draaggolffrequentie en/of met een des te kleiner aantal filterelementen (kristallen) verwezenlijken naarmate het procentuele verschil tussen $f_p$ en $f_s$ (zie hierboven) van het kristalsoort groter is. Zoals wij gezien hebben, is dit verschil bij kwarts juist klein, zodat kwarts vooral voor de lage draaggolffrequenties, bijv. omstreeks 20 kper/sec, niet zonder meer bruikbaar is.

**Nieuwe piëzo-electrische materialen**

De genoemde gevallen waarin kwarts niet geschikt is, hebben aanleiding gegeven tot de ontwikkeling van nieuwe piëzo-electrische materialen, waarvan wij er hieronder enkele zullen noemen. Maar ook voor die gevallen waarin kwarts bij uitstek bruikbaar is, kan men helaas niet zeggen dat het probleem van het piëzo-electrische materiaal is opgelost: de voorraad van natuurlijke kwartskristallen op de aarde is niet onuitputtelijk. Het laat zich nu reeds aanzien dat de productie der bekende kwartsvindplaatsen (voornamelijk gelegen in Brazilië, minder belangrijke in Rusland, Japan, op Madagascar en op Spitsbergen) over enige tijd te klein zal zijn voor de behoefte.

Om de impasse uit te stellen, zoekt men naar middelen om de beperkte voorraad althans zo zuinig mogelijk te gebruiken. Hieraan mankeert nl. nog wel het een en ander. Op het ogenblik is het zo dat de uit een partij ruwe kristallen vervaardigde oscillatorplaatjes slechts ongeveer 10% wegen van het uitgangsmateriaal. De overige 90% van het gewicht gaat verloren, in hoofdzaak door twee oorzaken: 1) Ca 40% wordt verpulverd door de zaag, die het kristal in plaatjes snijdt; aan dit verlies kan men weinig doen. 2) Ca 50% komt niet eens aan het zagen toe, doordat meer of minder grote stukken van vrijwel elk natuurlijk kristal allerlei gebreken vertonen, zoals verontreinigingen, ingesloten luchtbelletjes, en vooral het verschijnsel der tweelingvorming. Hierbij zijn in verschillende gedeelten van het kristal de kristallografische assen verschillend in de ruimte georienteerd. In een oscillatorplaatje zou zulks tot gevolg hebben dat verschillende gedeelten op een aangelegde spanning reageren met verschillende deformaties, zodat van de beoogde trilling niets terecht zou komen. Men heeft nu middelen gevonden [3]) en ook reeds met enig succes toegepast om de tweelingstructuur van een natuurlijk kristal op te heffen, zodat een belangrijk groter gedeelte van het ruwe uitgangsmateriaal nuttig kan worden gebruikt.

Belangrijker voor de verdere toekomst zijn de pogingen die men in het werk heeft gesteld om kwartskristallen kunstmatig te doen groeien. Men is er in geslaagd, in autoclaven met een druk van bijv. 1000 atm in enkele weken tijds kwarts-eenkristallen met lineaire afmetingen van 2 of 3 cm te kweken. Ook met lagere drukken heeft men soortgelijke resultaten weten te bereiken [4]). Het is echter nog de vraag of men zulke methoden tot een fabricage op grote schaal en met voldoend lage prijs van het product zal kunnen uitwerken.

Een andere ontwikkelingslijn is het zoeken naar nieuwe, niet in de natuur voorkomende, piëzo-electrische materialen die men in de vorm van voldoend grote kristallen kan synthetiseren en die eventueel als vervanging voor kwarts kunnen dienen. Daarmee zijn we tevens beland bij de reeds vermelde ontwikkeling van dergelijke kristallen die niet als vervanging van kwarts maar als aanvulling voor bepaalde toepassingsgebieden bedoeld zijn.

Bij het zoeken naar zulke nieuwe piëzo-kristalsoorten is de hierboven behandelde regel van het symmetriecentrum een goede leidraad gebleken. In het bijzonder is, dank zij deze regel, de aandacht gevallen op verbindingen met moleculen die bepaalde symmetrie-eigenschappen missen, aangezien men kan verwachten dat deze verbindingen kristallen zonder symmetriecentrum zullen vormen en dus een piëzo-electrisch materiaal zullen opleveren. Synthetische piëzo-kristalsoorten die o.a. door Zwitserse en Amerikaanse onderzoekers werden

---

[3]) W. A. Wooster en N. Wooster, Nature **157**, 405, 1946.

[4]) I. Franke en M. Huot de Longchamp, C. R. Acad. Sci. Paris **228**, 1136, 1949, No. 13.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



aangegeven en onderzocht [5]), zijn bijv. ammoniumdihydrofosfaat (door de Bell Telephone Laboratories aangeduid met ADP), dikaliumtartraat (DKT) en aethyleendiamine-tartraat (EDT). Deze kristallen kan men betrekkelijk gemakkelijk de gewenste vormen geven, zij hebben een geringe inwendige demping en zij worden niet te gemakkelijk ontleed (o.a. bezitten zij weinig of geen kristalwater). DKT en EDT bezitten piëzo-electrische constanten die 6-8 maal zo groot zijn als van kwarts. De verhouding der capaciteiten $C_2/C_1$ (zie fig. 6) is 4 tot 10 maal kleiner dan bij kwarts; zij hebben daardoor bredere resonantiegebieden. De genoemde materialen, met name EDT, zijn dank zij deze eigenschappen reeds op vrij grote schaal toegepast kunnen worden voor bandfilters in draaggolftelefoniesystemen. Het onderzoek gaat echter verder, want als gelijkwaardige vervanging voor kwarts kunnen de tot nu toe gemaakte synthetische kristalsoorten niet worden beschouwd: hun temperatuurcoëfficienten zijn, ook bij toepassing van diverse „temperatuuronafhankelijke" sneden, nog 20 à 30 maal, in het gunstigste geval nog 5 maal zo groot als die van kwarts; en voor de wellicht belangrijkste toepassing van het piëzo-effect, de stabilisatie van oscillatoren, moet juist naar een grote verhouding $C_2/C_1$, zoals bij kwarts, worden gestreefd.

Tot besluit mag hier niet onvermeld worden gelaten het naar voren komen van een piëzo-electrisch materiaal van geheel afwijkend type, nl. het bariumtitanaat. Het eigenaardige van dit materiaal is, dat men het in polykristallijne vorm gebruikt. Van het normale piëzo-electrische effect kan men bij een polykristallijn materiaal niets merken doordat de verschillend georienteerde kristalletjes elkaars werking opheffen. Er is hier dan ook niet sprake van een normale doch van een zg. geïnduceerde piëzo-electriciteit. Dit effect is af te leiden uit de, in het begin van dit artikel genoemde, electrostrictie en is derhalve in principe bij elke stof aanwezig. Het verschijnsel van de electrostrictie behelst, dat een deformatie $x$ optreedt die evenredig is met het kwadraat van een aangelegd electrisch veld:

$$x = a \cdot E^2$$

($E$ = electrische veldsterkte, $a$ = materiaalconstante). Brengt men nu een veld $E_0$ aan, dan zal een kleine verandering $\Delta E$ hiervan een extra deformatie $\Delta x$ teweeg brengen die evenredig is met $\Delta E$. Immers,

$$x + \Delta x = a(E_0 + \Delta E)^2 \approx aE_0^2 + 2aE_0 \cdot \Delta E,$$
$$\Delta x = 2aE_0 \cdot \Delta E.$$

Dit is dus aequivalent met een normaal piëzo-electrisch effect (eigenlijk het inverse effect, maar ook het directe effect treedt dan op). Bij de meeste stoffen is dit effect uiterst gering. Bij bariumtitanaat echter is de constante $a$ enorm groot, millioenen maal groter dan bij andere stoffen, en bovendien heeft dit materiaal de eigenschap een „electreet" te zijn, dwz. ook na verwijdering van het genoemde uitwendige electrische veld blijft er in het materiaal een polarisatie achter, die in de plaats kan treden van het benodigde uitwendige veld $E_0$ [6]). Dank zij deze eigenschappen kan het verschijnsel practisch worden toegepast, en zo zijn er dan ook reeds op vrij grote schaal kristal-pick-ups met bariumtitanaat vervaardigd [7]). Het voordeel van dit materiaal is, dat het langs keramische weg kan worden verwerkt en dat men het op deze wijze gemakkelijk allerlei vormen kan geven, hetgeen met eenkristallen niet mogelijk is. Hoe ver zich de toepassingsmogelijkheden van dit en soortgelijke materialen op den duur zullen uitbreiden, valt op dit ogenblik nog in het geheel niet te voorspellen.

---

[5]) Zie o.a. W. Lüdy, Helv. Phys. Acta **12**, 279, 1939; W. P. Mason, New low-coefficient synthetic piezoelectric crystals for use in filters and oscillators, Proc. I. R. E. **35**, 1005-1012, 1947.

[6]) Deze eigenschappen kunnen worden vergeleken met die van ferromagnetische stoffen. Zij houden ook verband met een andere merkwaardige eigenschap van bariumtitanaat, nl. de buitengewoon grote waarde die zijn diëlectrische constante in een bepaald temperatuurgebied vertoont ($\varepsilon \geqq 10\,000$).

[7]) L. Grant Hector en H. W. Karen, Electronics **21**, December 1948, p. 94-96.

**Literatuur:**

W. G. Cady, Piëzo-electricity. An introduction to the theory and applications of electromechanical phenomena in crystals, Mc Graw Hill, New York 1946. (Met uitvoerige bibliografie.)

R. A. Heising, Quartz crystals for electrical circuits. Their design and manufacture, Van Nostrand, New York 1946.

Symposium over piëzo-electriciteit, Ned. T. Natuurkunde **8**, 270-356, 1941, met artikelen van B. D. H. Tellegen, P. Terpstra, J. J. Vormer, C. Zwikker, J. K. Schouten en J. de Boer.

---

**Samenvatting.** Het artikel bevat een kort overzicht van de belangrijkste feiten uit het gebied der piëzo-electriciteit. In het bijzonder wordt het verband tussen het optreden van het verschijnsel en de kristalsymmetrie toegelicht. De goede hoedanigheden van kwarts voor diverse toepassingen van het piëzo-electrisch effect worden naar voren gebracht. Ten slotte komt het zoeken naar nieuwe piëzo-electrische materialen ter sprake, die ten dele bedoeld zijn als vervanging voor kwarts, ten dele bestemd zijn voor toepassingen waarvoor kwarts niet geschikt is. Ook het polykristallijne bariumtitanaat wordt daarbij in het kort besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# EEN OPSTELLING VOOR HET AANTONEN VAN PIËZO-ELECTRICITEIT VAN KRISTALLEN

door W. G. PERDOK *) en H. van SUCHTELEN. 621.317.36:537.228.1

*Het sterke piëzo-electrische effect van een kwartskristal konden de gebroeders Curie met betrekkelijk eenvoudige hulpmiddelen ontdekken. Voor het aantonen van het zeer zwakke effect van sommige kristalsoorten, die eventueel slechts in minuscule fragmenten aanwezig zijn, heeft men gevoeliger methoden nodig. De toegepaste electronica levert zulke methoden en zorgt tevens voor het gemak van werken dat voor uitgebreide en systematische onderzoekingen gewenst is.*

Aan het onderzoek naar het piëzo-electrisch gedrag van een stof zijn twee kanten. Ten eerste komt het te pas bij het zoeken naar nieuwe, natuurlijke of synthetische materialen voor de practische toepassing van het piëzo-electrisch effect; in het voorafgaande artikel in dit nummer [1]) is op het belang hiervan gewezen. Ten tweede levert het al of niet piëzo-electrisch zijn een indicatie bij het onderzoek naar de structuur van een kristal; immers een kristal kan alleen piëzo-electrisch zijn als het géén symmetriecentrum bezit — dit is eveneens in het voorafgaande artikel uiteengezet. Van de 32 klassen waartoe een kristal kan behoren, zijn daardoor alvast de 11 klassen met symmetriecentrum (en ook één der 21 andere) geëlimineerd als blijkt dat het kristal piëzo-electrisch is. Bovendien kunnen uit bijzonderheden van het piëzo-electrisch gedrag verdergaande conclusies omtrent de kristalbouw worden getrokken.

Voor beide soorten onderzoekingen is men er in geïnteresseerd te beschikken over een werktuig waarmee vele verschillende stoffen ter eerste orientatie snel op de aanwezigheid van een piëzo-effect kunnen worden onderzocht.

In die geest hebben reeds in 1925 Giebe en Scheibe een apparaat gemaakt, dat vervolgens als uitgangspunt heeft gediend voor verschillende moderne instrumenten [2]). Ook de opstelling die het onderwerp uitmaakt van dit artikel, berust op de grondgedachte van het apparaat van Giebe en Scheibe. De vooruitgang ten opzichte van oudere uitvoeringen bestaat in een grotere gevoeligheid, duidelijker indicatie en gemakkelijker werken [3]).

## Principe van de methode

We denken uit het ruwe materiaal een dun plaatje gezaagd, dat tussen twee evenwijdige vlakke electroden wordt gelegd en parallel aan de afstemkring van een oscillator wordt geschakeld; zie *fig. 1*.

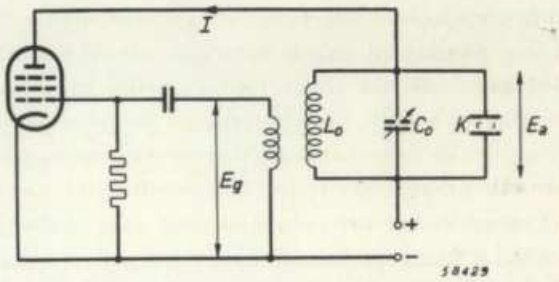



Fig. 1. Oscillatorschakeling met af te stemmen kring $L_0$, $C_0$ en daaraan parallel een kristal tussen twee vlakke electroden ($K$).

Hebben de kristallografische assen in het plaatje een geschikte orientatie ten opzichte van het electrodenvlak, dan treedt bij een piëzo-electrisch materiaal een koppeling tussen mechanische en electrische trillingen op, die kan worden beschreven met behulp van het vervangingsschema van het kristal (*fig. 2*). In het grootste gedeelte van het frequentiegebied gedraagt het kristal zich als een condensator met de capaciteit $C_2$. In een bepaald, zeer smal frequentiegebiedje treedt echter een resonantieverschijnsel op, nl. een serieresonantie, waarbij de impedanties van $L$ en $C_1$ elkaar juist opheffen, en (bij iets hogere frequentie) een parallelresonantie, waarbij de impedantie van $L$ tegengesteld gelijk is aan die van $C_1$ en $C_2$ (zie het reac-

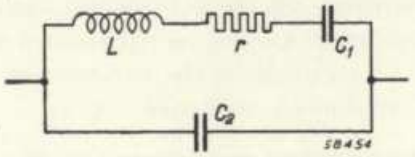



Fig. 2. Vervangingsschema van een trillend piëzo-electrisch kristal tussen twee electroden. De statische capaciteit $C_2$ is in het algemeen veel groter dan de capaciteit $C_1$, die de mechanische stijfheid vertegenwoordigt.

*) Kristallografisch Instituut der Universiteit, Groningen.

[1]) J. C. B. Missel, Piëzo-electrische materialen, Philips techn. T. **11**, 145-150, 1949 (No. 5).

[2]) E. Giebe en A. Scheibe, Z. Phys. **33**, 760, 1925. Verder o.a. S. B. Elings en P. Terpstra, Z. Krist. **67**, 279, 1928. E. Burnstein, Rev. sci. Instr. **18**, 317, 1947. R. G. Stokes, Amer. Mineralogist **32**, 670, 1947.

[3]) De opstelling is eerder beschreven in: W. G. Perdok en H. van Suchtelen, Appl. sci. Res. **B1**, 195-204, 1948 (No. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



tantiediagram in fig. 7 van het voorafgaande artikel). Bij de serieresonantie is de situatie zo, alsof de admittantie van de kleine weerstand $r$ plotseling in volle grootte parallel op de oscillatorkring komt te staan. Deze kring ondervindt dus ineens een sterke demping.

Dit gedrag nu kan als indicatie worden gebruikt voor het piëzo-electrisch zijn van een kristal. Men stemt daartoe de oscillatorkring met een draaicondensator achtereenvolgens op verschillende frequenties af. Passeert men daarbij de frequentie van de serieresonantie, dan springt de oscillatie-amplitude naar een kleinere waarde, om zich bij verder variëren van de frequentie dadelijk te herstellen. De sprong in de amplitude wordt gedetecteerd en in een luidspreker hoorbaar gemaakt.

Bij verschillende afmetingen van het plaatje en verschillende orientatie van de kristallografische assen ten opzichte van de electroden, kan het resonantieverschijnsel bij verschillende frequentie optreden. Slechts bij enkele tamelijk scherp bepaalde orientaties zal het effect heel duidelijk zijn. Nu is het practisch niet doenlijk telkens een plaatje met verschillende orientatie uit het kristal te zagen en voor elk plaatje het frequentiegebied af te tasten. In vele gevallen zal men niet eens over voldoende materiaal hiervoor beschikken, doch zullen slechts enkele splinters of korrels van het kristalsoort voorhanden zijn. Dit is echter in principe geen bezwaar. De essentie van de methode van Giebe en Scheibe is juist dat men een hoeveelheid splinters van het te onderzoeken monster tussen de evenwijdige electroden kan leggen en dat er dan onder deze kristalfragmenten steeds wel enige zullen zijn die in een geschikte orientatie liggen om het effect te vertonen (men constateert het effect dus bij het doordraaien in het algemeen ook bij meer dan één frequentie).

De ruimte tussen de electroden wordt hierbij weliswaar slechts voor een klein deel door het piëzo-electrische kristalletje gevuld. Men meet de impedantie van het kristalletje als het ware met parallelschakeling en serieschakeling van twee constante capaciteiten (nl. de niet reagerende kristallen resp. de lucht tussen kristalletje en electroden). De sprongen in de te meten impedantie zijn daardoor slechts heel klein, zodat aan de gevoeligheid van de opstelling hoge eisen worden gesteld als men de soms zeer zwakke piëzo-electrische effecten van allerlei kristallen wil kunnen aantonen.

### Maatregelen ter verhoging van de gevoeligheid

Kleine sprongen in de impedantie tussen de meetelectroden zullen een grotere invloed op de oscillatie hebben naarmate de impedantie van de afstemkring zelf groter is. Deze impedantie wordt voor een belangrijk deel bepaald door de parallel er aan geschakelde inwendige weerstand van de oscillatorbuis. Men kiest dus met voordeel daarvoor een buis met grote inwendige weerstand, dwz. een penthode.

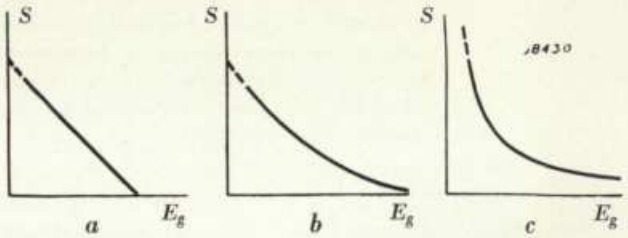



Fig. 3. Het verband tussen de effectieve steilheid $S$ en de roosterwisselspanning $E_g$, voor verschillende typen buizen: *a*) lineair, *b*) exponentieel, *c*) hyperbolisch.

Een ander belangrijk gegeven van de te gebruiken buis is het verband tussen de effectieve steilheid en de roosterwisselspanning, zie *fig. 3*. Dit kan als volgt worden toegelicht.

De effectieve steilheid $S$ is gedefinieerd door

$$I = S \cdot E_g , \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

waarbij $E_g$ de amplitude van de (sinusvormige) roosterwisselspanning is en $I$ de amplitude van de eerste harmonische van de anodewisselstroom. Aangezien de afstemkring in de anodeketen steeds in zijn eigen frequentie komt te oscilleren, kunnen we de anode-impedantie eenvoudig als een weerstand $R$ beschouwen. Hieraan veroorzaakt de anodewisselstroom $I$ een wisselspanning

$$E_a = I \cdot R = S \cdot E_g \cdot R,$$

waarvan een fractie $t \cdot E_a$ op het rooster wordt teruggekoppeld. De schakeling zal stabiel oscilleren zodra $t \cdot E_a = E_g$, dus

$$tSR = 1. \quad \ldots\ldots\ldots (2)$$

De amplitude van de oscillatie, of anders uitgedrukt, het „werkpunt" op de „$S$-$E_g$-karakteristiek" (fig. 3) stelt zich bij gegeven waarden van $t$ en $R$ automatisch zo in, dat de steilheid aan de betrekking (2) voldoet [4]). Een verandering $dR/R$ van de anode-impedantie, veroorzaakt doordat we bij het variëren van de kringfrequentie een kristalresonantie passeren, zal een even grote verandering

[4]) In de gebruikelijke oscillatorschakeling volgens fig. 1 ontstaat, bij aanwezigheid van een roosterwisselspanning met de amplitude $E_g$, door roostergelijkrichting automatisch een roostervoorspanning die vrijwel de waarde $E_g$ heeft. Hieraan is het te danken dat de karakteristieken in fig. 3 altijd een daling van $S$ met toenemende $E_g$ te zien geven. Alleen bij een dergelijk verloop is de toestand volgens (2) een stabiele evenwichtstoestand, dwz. dat het systeem bij eventuele afwijkingen steeds naar deze toestand streeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



$dS/S$ van de steilheid en dus een verschuiving van het „werkpunt" ten gevolge hebben. Wij gebruiken nu als indicatie voor de oscillatietoestand van de kring de roosterspanning $E_g$ (of de daarmee evenredige anodewisselspanning $E_a = E_g/t$). Het zal dan van de gedaante der karakteristiek in fig. 3 afhangen, bij welk werkpunt de grootste verandering $dE_g$ voor een gegeven relatieve verandering $dS/S$ optreedt, of met andere woorden, bij welke oscillatiesterkte de gevoeligste indicatie van het piëzo-electrisch effect wordt verkregen.

Wij hebben als oscillatorbuis gekozen een regelpenthode EF9, waarbij het verband tussen $S$ en $E_g$ ongeveer exponentieel is. Een eenvoudige berekening leert, dat bij een exponentieel verband de vermelde verandering $dE_g$ onafhankelijk is van het werkpunt. Dit is voor de practische uitvoering van de metingen zeer nuttig, aangezien bij het aftasten van een groot frequentiegebied uiteraard de oscillatie-amplitude geleidelijk zal verlopen; het zou een onaangename complicatie zijn, als men ter handhaving van eenzelfde gevoeligheid telkens de oscillatie-amplitude, bijv. door verandering van de terugkoppelfactor $t$, zou moeten bijregelen.

De sprongen in de anodewisselspanning $E_a$, die bij het passeren van resonantiefrequenties van de kristalletjes optreden, worden hoorbaar gemaakt in een luidspreker, door middel van een op de anode aangesloten detectorschakeling en een laagfrequentversterker.

Onder de hier beschouwde omstandigheden kan met voordeel anodedetectie door een versterkbuis worden toegepast, in plaats van de gebruikelijke eenvoudige gelijkrichting door een diode. Men geeft aan het rooster van deze versterkbuis een zo hoge negatieve voorspanning, dat slechts gedurende een gedeelte van elke periode der roosterwisselspanning anodestroom vloeit (*fig. 4*). De hoogte der anodestroomimpulsen, en derhalve ook de gemiddelde anodestroom, hangt dan af van de amplitude der roosterspanning. Een sprong in de oscillatoramplitude veroorzaakt dus een overeenkomstige sprong in de gemiddelde spanning aan een koppelweerstand in de anodeketen van de detectorbuis. Deze spanningssprong is nu, dank zij de versterking door de detectorbuis, voldoende groot om in een laagfrequentversterker, bijv. het laagfrequente gedeelte van een radio-ontvanger, verder te worden versterkt.

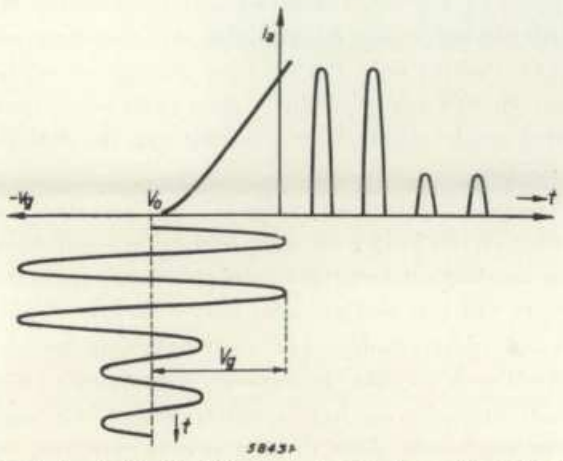



Fig. 4. Anodedetectie. Bij een sprong in de amplitude $V_g$ der wisselspanning op het rooster treedt een overeenkomstige sprong op in de hoogte der anodestroomimpulsen, mits de roostervoorspanning ($V_0$) daarbij constant blijft.

De negatieve voorspanning voor deze anodedetector, die aangepast moet zijn bij de oscillatoramplitude, kan men het eenvoudigste uit deze amplitude zelve afleiden door een roostercondensator en lekweerstand. Maar natuurlijk moet de voorspanning niet veranderen gedurende de sprong in de oscillatoramplitude die we willen aantonen, aangezien dan het effect van de anodedetectie weer grotendeels zou worden opgeheven. De instelling van de voorspanning wordt daarom traag gemaakt, door de roostercondensator en lekweerstand voldoende groot te kiezen.

In andere uitwerkingen van het principe van Giebe en Scheibe is geen afzonderlijke detector gebruikt doch heeft men met anodedetectie in de oscillator zelf gewerkt. Inderdaad hebben de roosterspanning en de anodestroom van de oscillatorbuis in principe hetzelfde verloop als in fig. 4 voor onze detectorbuis werd getekend. Men kan dus aan een serieweerstand in de anodeketen van de oscillatorbuis rechtstreeks een gelijkspanningssprong bij passeren van een kristalfrequentie verkrijgen. Hier treedt echter het zoëven genoemde effect op, dat de automatische instelling van de roostervoorspanning de hoogte der anodestroomimpulsen vrijwel constant houdt; de daling in amplitude der roosterwisselspanning komt dan in hoofdzaak tot uiting in een geringe verbreding van de anodestroomimpulsen.

De grotere gevoeligheid die we met een afzonderlijke detector bereiken, is dus voor een deel juist daaraan te danken dat men hier de roosterinstelling traag kan maken, hetgeen bij de oscillatorbuis niet mogelijk is zonder de goede werking van de oscillator te benadelen (vgl. noot [4]).

## Wiebelende afstemming

Bij het onderzoek aan uiteenlopende kristalsoorten kan men natuurlijk in het geheel niet voorspellen in welke frequentiegebieden men resonanties zal vinden. De oscillator wordt daarom voorzien van uitwisselbare of omschakelbare spoelen, die elk een bepaald frequentiegebied bestrijken, dat men dan telkens door middel van een draaicondensator afzoekt. Bij het langzaam draaien van de condensator hoort men, op het ogenblik waarop een resonantiefrequentie wordt gepasseerd, een klik in de luidspreker. Om zulk een resonantiepunt gemakkelijker op te merken, werd bij vroegere opstellingen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



het recept gegeven, gedurende het langzaam draaien van de condensator tevens de knop over een kleine hoek heen en weer te „wiebelen". In plaats van een enkele klik kan men dan een herhaald klikken horen — waarbij men zich overigens wel er van moet overtuigen of dit niet door een „krakende" condensatoras wordt veroorzaakt.

Dit procédé is nu aanzienlijk vereenvoudigd door het wiebelen van de afstemming automatisch en doorlopend te doen plaats hebben met behulp van een trillend condensatortje. Dit condensatortje, bestaande uit een vaste plaat en een beweeglijke plaat, gemonteerd op een bladveer die electromagnetisch met een frequentie van 100 per/sec in trilling wordt gehouden, is parallel geschakeld aan de afstemcondensator en doet de totale afstemcapaciteit periodiek met enkele pF variëren. Men kan nu rustig de draaicondensator in één richting doordraaien en hoort bij het passeren van een resonantie plotseling een rateltoon met de grondfrequentie 100 per/sec in de luidspreker.

tude met 100 per/sec, welke variatie ongeveer sinusvormig is, merkt men achter het filter vrijwel niets meer, en ook geruis en andere storingen worden effectief onderdrukt, terwijl het essentiële van het ratelsignaal (veroorzaakt door een aantal hogere harmonischen van 100 per/sec, bijv. 500, 600, 700 en 800 per/sec) behouden blijft.

### Practische uitvoering

De gehele schakeling, gebaseerd op de hierboven aangegeven principes, is weergegeven in *fig. 5*. Men ziet hierin de kristalhouder en de wiebelcondensator met zijn aandrijving, beide parallel geschakeld aan de afstemkring. De oscillatorbuis is inductief teruggekoppeld op de afstemspoel. In werkelijkheid zijn vijf verwisselbare afstemspoelen met bijbehorende terugkoppelspoelen aanwezig, waardoor een golflengtegebied van ongeveer 10 tot 1000 m kan worden afgezocht.

De koppelcondensator $C_d$ tussen de oscillatorbuis en de detectorbuis heeft de vrij grote waarde van

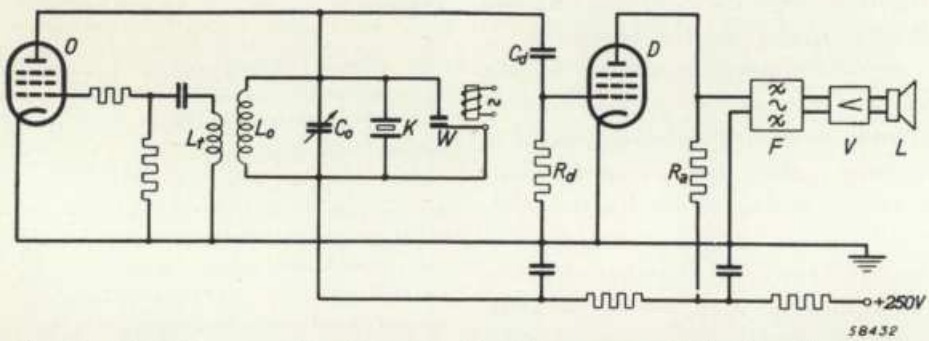



Fig. 5. Schakeling van de gehele opstelling (iets vereenvoudigd). *O* oscillatorbuis, $L_o$, $C_o$ af te stemmen kring, *K* kristalhouder, *W* wiebelcondensator, *D* detectorbuis voor anodedetectie, met koppelcondensator $C_d$ en roosterlekweerstand $R_d$. Van $R_a$ wordt het hoorbaar te maken signaal afgenomen. *F* bandfilter voor 600 per/sec, *V* laagfrequentversterker, *L* luidspreker.

Bij het geleidelijk veranderen van de afstemcapaciteit varieert natuurlijk ook de impedantie van de kring geleidelijk. In de luidspreker hoort men hier niets van. De snelle periodieke variatie door de trillende condensator daarentegen, hoewel ook nog van veel continuer karakter dan de sprong bij het passeren van een resonantie, kan wel degelijk als een gebrom in de luidspreker hoorbaar worden, vooral bij nagenoeg uitgedraaide draaicondensator. Het gezochte effect zou door dit brommen min of meer kunnen worden gemaskeerd. Om dit te vermijden, wordt het na detectie verkregen signaal door een bandfilter gestuurd, dat een betrekkelijk smalle band aan weerszijden van de (enigszins willekeurig gekozen) frequentie van 600 per/sec doorlaat en lagere zowel als hogere frequenties sterk verzwakt. Van de variatie der oscillatie-ampli-

50000 pF. Bij een roosterlekweerstand van 2 MΩ wordt derhalve een *RC*-tijd van de koppeling verkregen van 0,1 sec. Dit is lang genoeg om bij het passeren van een resonantie geen merkbare verandering in de roostervoorspanning van de detector te krijgen.

Vroegere apparaten volgens het principe van Giebe en Scheibe waren steeds geconstrueerd voor voeding uit batterijen, althans wat de oscillator betreft. Dit was nodig omdat anders de zeer zwakke klikken in de luidspreker verdronken in het, op zichzelf ook zwakke brommen, veroorzaakt door de 50 per/sec van het wisselstroomnet. Bij onze opstelling nu is, door de beschreven maatregelen ter verhoging van de gevoeligheid, de indicatie in de luidspreker zo duidelijk geworden, dat men het brommen kan veronachtzamen. De opstelling is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



derhalve van volledige voeding uit het net voorzien, hetgeen het werken ermee uiteraard zeer gemakkelijk maakt.

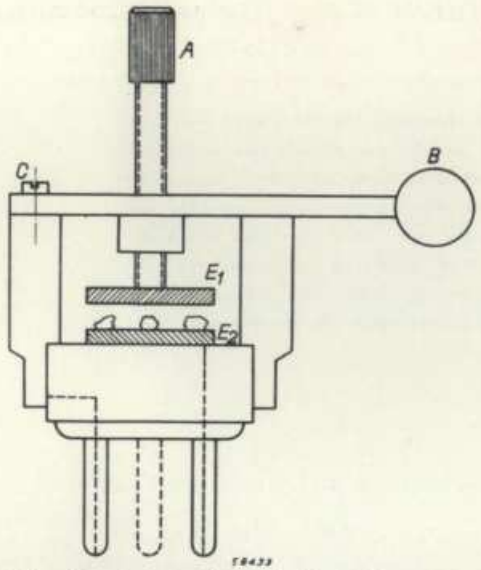



Fig. 6. Kristalhouder met electroden $E_1$ en $E_2$, gemonteerd op een normale buisvoet (waarvan in dit geval slechts twee aansluitpennen worden gebruikt). Door draaien aan de schroef $A$ brengt men de bovenste electrode $E_1$ omlaag tot vlak boven de kristalletjes (zij mag deze niet raken). Op deze wijze wordt de gevoeligheid zo groot mogelijk gemaakt. De houder wordt geopend door het deksel met de bovenste electrode, dat met de knop $B$ om de verticale as $C$ kan worden gezwenkt, opzij te draaien.

Ten slotte geeft *fig. 6* nog een indruk van de kristalhouder, die op een buisvoet is gemonteerd. Het is practisch deze houder uit te kunnen nemen voor het schoonmaken en voor het weer vullen met te onderzoeken monsters.

De opstelling is in deze uitvoering voldoende gevoelig gebleken om ook de zwakste piëzo-electrische effecten, zoals die van santonine-Na en van melinophaan, welke tot nu toe slechts met moeite konden worden aangetoond, duidelijk hoorbaar te maken.

---

**Samenvatting.** Volgens de methode van Giebe en Scheibe toont men het piëzo-electrische effect van een kristalsoort aan door een aantal kristalsplinters tussen twee vlakke electroden te leggen en deze parallel te schakelen aan de continu te verstemmen afstemkring van een oscillator. De sprongen in de oscillatie-amplitude bij het passeren van eigen frequenties der kristalletjes maakt men in een luidspreker hoorbaar.

Door als oscillatorbuis een regelpenthode te kiezen, kon worden gezorgd dat behoorlijk grote sprongen in de amplitude optreden, terwijl de gevoeligheid van deze indicatie ook vrijwel onafhankelijk wordt van de oscillatie-amplitude. De gevoeligheid is verder verhoogd door de sprongen in de anodewisselspanning van de oscillator met een afzonderlijke versterkbuis te detecteren. De afstemfrequentie van de oscillator wordt door een trillend condensatortje over een klein frequentiegebied heen en weer gewiebeld. Bij het bereiken van een kristalfrequentie hoort men hierdoor in de plaats van een enkele klik in de luidspreker een rateltoon, die veel minder kans loopt aan de aandacht te ontsnappen.

---

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# EEN MODEL VOOR HET BESTUDEREN VAN ELECTROMAGNETISCHE GOLVEN IN RECHTHOEKIGE GOLFPIJPEN

door K. S. KNOL en G. DIEMER. 538.566.5:621.392.26:621.317.35

*Golfpijpen zijn metalen buizen die men gebruikt om electromagnetische energie van zeer korte golven over te brengen over kleine afstanden, bijv. van het ene gedeelte van een zender naar het andere. Voor zover het golfpijpen met een rechthoekige doorsnede betreft, kunnen de golfverschijnselen die zich in deze pijpen voordoen, aanschouwelijk worden gemaakt met behulp van een mechanisch model in de vorm van een trillend membraan. Zulk een model heeft niet alleen waarde wegens de fraaie wijze waarop men allerlei eigenschappen van golfpijpen er mee kan demonstreren, maar is ook van onmiddellijk practisch belang voor het ontwerpen van golfpijpen, aangezien men aan het model gemakkelijk kan nagaan welk effect het variëren van bepaalde parameters heeft.*

## Het membraan als hulpmiddel voor het bestuderen van electrostatische velden

Een bekend hulpmiddel voor het bestuderen van tweedimensionale electrostatische velden is een membraan in de vorm van een vel rubber, dat met een constante spanning op een raam is gespannen en waarop de randvoorwaarden van het te bestuderen electrostatische veld worden nagebootst [1]). Dit laatste geschiedt door met behulp van starre staven constante uitwijkingen aan het vel mede te delen die evenredig zijn met de electrische potentiaal van de electroden van het electrostatische probleem. Mits de uitwijkingen klein zijn, beantwoordt de vorm die het vel dan aanneemt (een minimaaloppervlak) aan het gezochte potentiaalverloop, zoals in het in noot [1]) geciteerde artikel werd aangetoond. Daar werd namelijk gevonden voor de som der krachten die werken op een oppervlakte-elementje $dx\,dy$ van het vel:

$$s\left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 h}{\partial y^2}\right)dx\,dy,$$

waarin $s$ de spanning in het vel is, $h$ de uitwijking uit de oorspronkelijke (vlakke) evenwichtsstand, en $x$ en $y$ cartesische coördinaten zijn in het vlak van deze evenwichtsstand. In de nieuwe evenwichtsstand is deze som van krachten overal nul, waardoor men komt tot de differentiaalvergelijking van Laplace:

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 h}{\partial y^2}=0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Voor de electrostatische potentiaal $V$ in de vrije ruimte geldt, zoals bekend, dezelfde vergelijking, in het algemeen met drie coördinaten:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}=0.$$

Heeft men echter te doen met een geval waarin de potentiaal niet afhankelijk is van een der coördinaten, bijv. van $z$, zodat het probleem zich laat beschrijven met slechts twee cartesische coördinaten, dan gaat deze vergelijking over in

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}=0,$$

waaruit blijkt dat de potentiaal $V$ evenredig is met de uitwijking $h$ van het vel, die voldoet aan verg. (1).

In het aangehaalde artikel [1]) werd uiteengezet hoe men dit model kan gebruiken om de electronenbanen in radiobuizen te bestuderen. Wij willen nu laten zien dat een enigszins gewijzigde vorm van het model zich leent tot het bestuderen van electromagnetische golven. Daartoe moet het membraan niet in een evenwichtsstand, maar in trilling worden gebracht.

## Het trillende membraan als hulpmiddel voor het bestuderen van electromagnetische golven

Trillingen van het membraan worden beheerst door dezelfde differentiaalvergelijking als electromagnetische golven in een ruimte met geleidende wanden, ook weer mits deze golven zich laten beschrijven met slechts twee cartesische coördinaten. Dit blijkt uit het volgende.

Verkeert het membraan in trilling, dan is, op een willekeurig ogenblik, de som der krachten op een oppervlakte-elementje $dx\,dy$ niet nul, doch gelijk aan het product van massa en versnelling van het elementje. Is $\varrho$ de massa van het vel per eenheid van oppervlakte en $t$ de tijd, dan vindt men uit de

[1]) P. H. J. A. Kleynen, De beweging van een electron in tweedimensionale electrostatische velden, Philips techn. T. **2**, 338-345, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



zoëven genoemde gelijkheid, na deling door $dx\,dy$:

$$s\left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 h}{\partial y^2}\right)=\varrho\,\frac{\partial^2 h}{\partial t^2}.$$

Stellen we $s/\varrho = v^2$ en vervangen we, om aan te sluiten bij een in dit tijdschrift verschenen artikel over electromagnetische golven [2]), $y$ door $z$, dan komt er:

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 h}{\partial z^2}-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 h}{\partial t^2}=0. \quad . \; . \; . \quad (2)$$

Dit is de bekende golfvergelijking. Oplossingen er van zijn lopende golven, bijv. van de gedaante

$$h = H\sin\omega\left(t\pm\frac{z}{v}\right)$$

($H$ = amplitude, $\omega$ = hoekfrequentie), zoals blijkt door substitutie in (2). De grootheid $v$ is de snelheid waarmee de golf zich over het membraan voortplant.

Bij een vlakke electromagnetische golf in een onbegrensde, homogene en isotrope middenstof (met de magnetische permeabiliteit $\mu$, de diëlectrische constante $\varepsilon$ en het electrische geleidingsvermogen $\sigma$) geldt voor de componenten $H_x, H_y, H_z, E_x, E_y, E_z$ van de magnetische resp. electrische veldsterkte een zestal simultane differentiaalvergelijkingen [3]). In twee hiervan komt bijv. de component $E_y$ voor:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z}=\mu\frac{\partial H_x}{\partial t}$$

en

$$\frac{\partial H_x}{\partial z}=\sigma E_y+\varepsilon\frac{\partial E_y}{\partial t}.$$

Elimineren we hieruit $H_x$ en stellen we $\sigma = 0$ (niet-geleidend medium) en $\varepsilon\,\mu = 1/v^2$, dan is het resultaat:

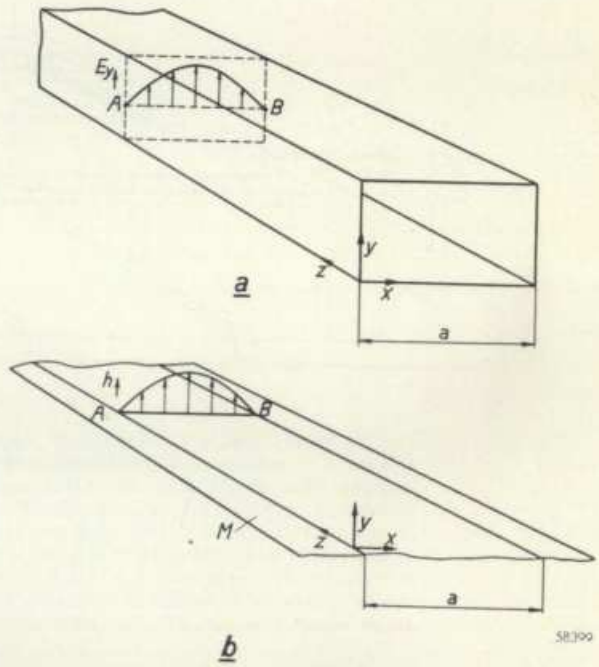
$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}=0. \quad . \; . \; . \quad (3)$$

Dit is de vergelijking voor de component $E_y$ van een in de $z$-richting lopende vlakke golf met de voortplantingssnelheid $v$, die in vacuum gelijk is aan $c \approx 3\cdot10^8$ m/sec. Analoge vergelijkingen gelden voor de andere componenten van de electrische veldsterkte $E$ en eveneens voor de drie componenten van de magnetische veldsterkte $H$.

Door een lineaire superpositie van in de $x$- en in de $z$-richting lopende golven komt men voor een tweedimensionaal geval, waarin de grootheden niet afhangen van $y$, tot de vergelijking

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 F}{\partial z^2}-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}=0, \quad . \; . \; . \quad (4)$$

waarin $F$ iedere component van $E$ of $H$ kan betekenen. Deze golfvergelijking is volkomen analoog met de boven gevonden verg. (2) voor het trillende membraan. De grootheid $F$ correspondeert dus met de uitwijking $h$ van het membraan. Dit wil zeggen dat het trillende membraan kan dienen als model voor het bestuderen van electromagnetische golven; niet echter van alle electromagnetische golven, maar alleen van die waarbij de veldgrootheden afhankelijk zijn van slechts twee cartesische coördinaten, aangezien men op het membraan ook slechts over twee zulke coördinaten beschikt. Aan deze voorwaarde




*b*

Fig. 1. *a*) Rechthoekige golfpijp, waarin zich een transversaal-electrische golf voortplant. De enige component $E_y$ van de electrische veldsterkte op een gegeven ogenblik heeft, bij de eenvoudigste trillingswijze, langs een lijn $AB$ het aangegeven sinusvormige verloop ($AB$ is een lijn evenwijdig aan de $x$-as). Het verloop is onafhankelijk van de afstand $y$ tussen $AB$ en het vlak $x$-$z$.
*b*) Met de veldsterkte $E_y$ in de golfpijp correspondeert de uitwijking $h$ van een transversaal trillend membraan $M$ dat volgens twee evenwijdige rechte lijnen is ingeklemd.

voldoen transversaal-electrische (TE-) golven [4]), waarmee men in rechthoekige golfpijpen bijna uitsluitend te maken heeft.

In *fig. 1a* is een rechthoekige golfpijp afgebeeld. De coördinaatassen zijn er bij aangegeven. Voor de componenten van de electrische veldsterkte in

[2]) W. Opechowski, Electromagnetische golven in golfpijpen, Philips techn. T. **10**, 14-26, 1948 (No. 1).
[3]) Verg. (5a) . . . (6c) van het in noot [2]) genoemde artikel (blz. 17).
[4]) Zie bijv. het in noot [2]) aangehaalde artikel, blz. 23.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



een TE-golf geldt, volgens de verg. (29) en (30) van het in noot [2]) genoemde artikel:

$$E_x = E_z = 0\,, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$E_y = E_{\max} \sin\frac{m\pi x}{a} \cdot \exp j\omega\left\{t - \frac{z}{c}\sqrt{1-\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2}\right\}, \quad (5)$$

waarin $E_{\max}$ de grootste amplitude van $E_y$ is, $a$ de breedte van de golfpijp, $\omega$ de hoekfrequentie, $\lambda = 2\pi c/\omega$ de golflengte (buiten de golfpijp) en $m = 1, 2, 3, \ldots$ In een gegeven doorsnede ($z$ = constant) en op een gegeven ogenblik $t$ geldt dus dat de enige component, $E_y$, van $x$ afhangt volgens sin $(m\pi x/a)$. Dit is gemakkelijk te verwezenlijken door het membraan volgens zulke lijnen in te klemmen, zoals we nader zullen zien bij de beschrijving van de apparatuur.

Hieronder noemen wij twee gevallen van golven die men niet met twee cartesische ruimtecoördinaten kan beschrijven en die dientengevolge niet in aanmerking komen voor bestudering met behulp van het model.

In de eerste plaats de transversaal-magnetische (TM-) golven in een golfpijp met rechthoekige doorsnede. Zoals werd uiteengezet in het al meermalen aangehaalde artikel [2]) (blz. 24 en 25), kunnen zich in een rechthoekige golfpijp alleen bepaalde TM-golven voortplanten die een veel ingewikkelder structuur hebben dan de TE-golven volgens (5). Dit houdt

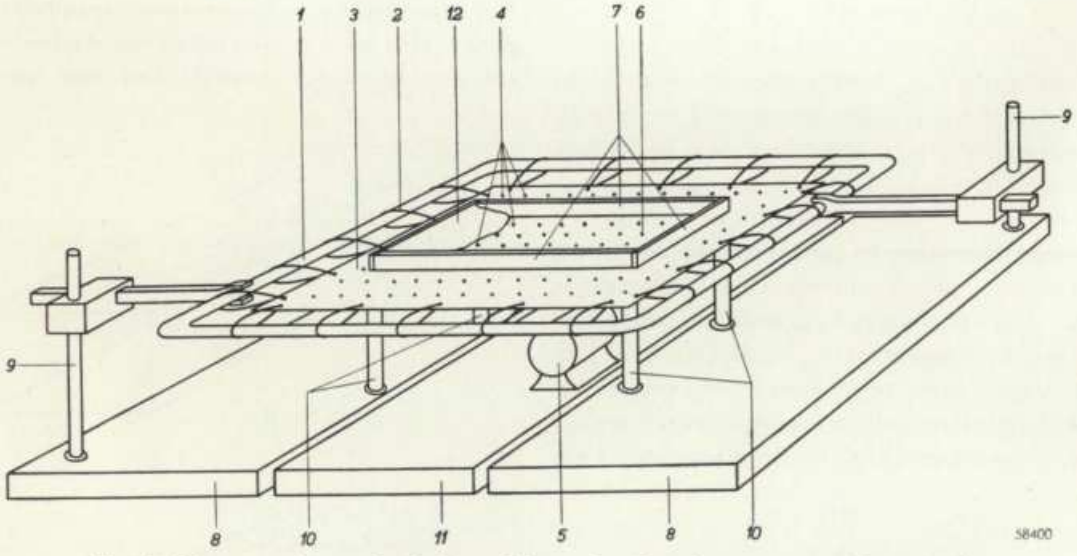



Fig. 2. Schets van het mechanische model voor het bestuderen van tweedimensionale golven. *1* = raam van stalen buizen waarin met een koord *2* een vel rubber *3* is uitgespannen, dat dienst doet als membraan. *4* = witte stipjes, die de beweging van het membraan gemakkelijk waarneembaar maken. *5* = motor die het membraan op de plaats *6* aandrijft. *7* = vlak geslepen staven (een tweede stel bevindt zich onder het membraan), waartussen het membraan volgens de begrenzing van de na te bootsen golfpijp wordt ingeklemd. *8* = tafels waarop het raam *1* (via de statieven *9*) en de staven *7* (via de statieven *10*) steunen. *11* = trillingsvrij opgestelde zware ijzeren tafel die de motor *5* draagt. *12* = wigvormige laag watten die de „golfpijp" reflectievrij afsluit.

Daar $E_y$ onafhankelijk is van $y$, geldt dit, met dezelfde evenredigheidsfactor, voor iedere hoogte $y$ boven het vlak $x$-$z$. In fig. 1*a* is de eenvoudigste trillingswijze voorgesteld, namelijk die voor $m = 1$, waarbij op de breedte $a$ van de golfpijp één halve periode van de sinuslijn is begrepen die $E_y$ als functie van $x$ voorstelt. Zowel bij deze trillingswijze als bij die met $m = 2, 3, \ldots$ vindt men: $E_y = 0$ voor $x = 0$ en voor $x = a$, in overeenstemming met de randvoorwaarde, die verbiedt dat het electrische veld op die plaatsen een component heeft evenwijdig met de verticale wanden van de golfpijp.

Aan overeenkomstige randvoorwaarden moet zijn voldaan bij het trillende membraan, dwz. de amplitude van het membraan moet nul worden gehouden langs twee evenwijdige lijnen (fig. 1*b*). o.a. in dat bij zulke TM-golven de veldgrootheden niet alleen afhangen van $x$ en $z$, maar ook van $y$.

Ook voor het bestuderen van ronde golfpijpen is het model niet geschikt. In een ronde golfpijp, waarbij het voor de hand ligt cylindercoördinaten ($r$, $\varphi$, $z$) te gebruiken, zijn trillingsvormen mogelijk waarbij de veldcomponenten onafhankelijk zijn van $\varphi$. Er blijven dan weliswaar slechts twee coördinaten ($r$, $z$) over, doch deze beantwoorden niet aan de cartesische coördinaten op het membraan.

## Uitvoering van het model met trillend membraan

*Fig. 2* is een schets van de door ons gebruikte opstelling. In een stevig raam is met behulp van koorden een vel rubber gespannen. De rek bedraagt in alle richtingen ongeveer 10%. Aan boven- en onderkant is het vel ingeklemd door vlak geslepen staven, die de begrenzing van de golfpijp voor-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



stellen. Het aandrijven geschiedt aan de onderzijde van het vel op de met *6* aangeduide plaats: een verticaal geplaatste stang krijgt door de motor *5*, via een excentriek, een op- en neergaande beweging; de stang is met tussenschakeling van een prop sponsrubber aan het vel bevestigd. (Wegens het excentriek is de beweging van de stang niet volkomen sinusvormig, doch de harmonischen blijken niet storend te zijn.) De motor staat op een afzonderlijke, zware ijzeren tafel (*11*), die op rubber blokken rust; hierdoor worden parasitaire koppelingen tussen de motor en het membraan vermeden. De motor is een gelijkstroommotor. Zijn toerental, en daarmee de frequentie van het membraan, wordt geregeld met de ankerspanning.

Aan de beide korte zijden van de door de staven *7* gevormde rechthoek kunnen reflecties optreden, evenals het geval zou zijn in een golfpijp die door een geleidende plaat is afgesloten. Reflecties tegen de zijde die zich het dichtst bij het aandrijfpunt *6* bevindt, zijn niet hinderlijk, mits dit punt geschikt is gekozen; het resultaat op enige afstand links van *6* (in fig. 2) is dan steeds een van rechts komende golf. Wil men een golfpijp nabootsen waarin, zoals in normale gevallen, de energie aan het andere einde wordt verbruikt, dan moet men op het membraan reflectie tegen het van het aandrijfpunt verwijderde einde vermijden. Gebleken is dat een laag watten die in de voortplantingsrichting geleidelijk dikker wordt en die men op het membraan legt (*12*, fig. 2) een geschikt absorptiemiddel is.

Men komt nu voor de practische vraag te staan hoe men de golven op het membraan het best kan waarnemen en eventueel de amplitude er van kan meten.

Als oudste methode dient hier te worden genoemd die van Makinson [5]), waarbij op het horizontaal opgestelde membraan fijn zand wordt gestrooid. Evenals bij de bekende klankfiguren van Chladni verwijderen de zandkorreltjes zich van de trillingsbuiken en hopen zij zich ten slotte op nabij de knooplijnen. Niet alleen omdat deze methode slechts een kwalitatief beeld geeft, maar ook omdat lopende golven er slecht mee zijn te onderzoeken en om het practische bezwaar dat op den duur al het zand zich naar de wanden begeeft (de enige plaatsen die voortdurend en volkomen in rust zijn), hebben wij gezocht naar betere oplossingen. Deze hebben wij gevonden in de beide volgende methoden.

1) Op het vel rubber wordt met witte verf een rechthoekig coördinatennet van stipjes aangebracht (zie fig. 2). Bij het trillen van het vel doen de stipjes — behalve die in de knooplijnen — zich voor als staafjes, waarvan de lengte evenredig is met de uitwijking. Dit geeft een veel aanschouwelijker beeld dan de zandfiguren. Bovendien kan men het trillende membraan fotograferen en door uitmeten van de witte lijntjes die de trillende stippen, indien de foto lang genoeg belicht is, hebben afgetekend, tot min of meer kwantitatieve resultaten komen.

Een dikwijls waardevol hulpmiddel bij het waarnemen van de golven op het membraan is stroboscopische belichting [6]) met een frequentie die iets verschilt van de frequentie waarmee het membraan trilt.

2) De amplitude van een willekeurig punt van het vel kan nauwkeuriger worden bepaald door boven het punt een slap metalen bladveertje aan te brengen dat geïsoleerd op een micrometerschroef is gemonteerd (*fig. 3*), op kleine afstand van de schroefpunt.

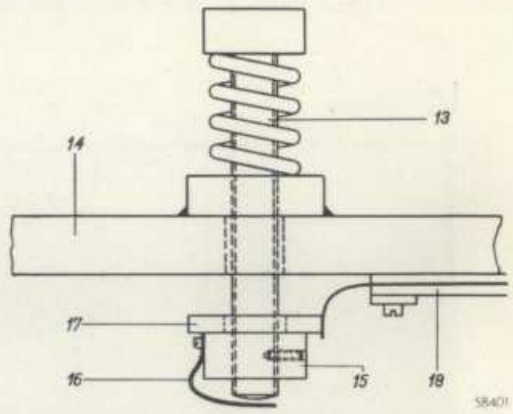



Fig. 3. Inrichting voor het meten van de amplitude van het membraan op een willekeurig punt. *13* = micrometerschroef, die in een op de vlak geslepen staaf *14* gesoldeerde moer is geschroefd. De staaf *14* glijdt over de staven *7* (fig. 2). *15* = isolerend cylindertje, *16* = bladveer, *17* = sleepring, *18* = draad voor stroomtoevoer. — De schroef wordt boven de plaats waar men de amplitude wil meten, zo ingesteld dat het trillende membraan de veer juist contact doet maken met de schroef, wat door een signaalinrichting kenbaar wordt gemaakt.

De schroef wordt zo ingesteld dat het trillende vel de veer juist tegen de schroefpunt aandrukt. De veer sluit en verbreekt daarbij een electrisch contact, hetgeen met behulp van een versterker en een luidspreker hoorbaar kan worden gemaakt. De stand van de micrometerschroef waarbij juist contact wordt gemaakt, is dus een maat voor de amplitude ter plaatse.

Vooral deze laatste methode leent zich tot het bepalen van de staande-golfverhouding, d.i.

[5]) R. E. B. Makinson, A mechanical analogy for transverse electric waves in a guide of rectangular section, J. sci. Instr. **24**, 189-190, 1947.

[6]) De hierbij gebruikte stroboscoop (GM 5500) is beschreven in Philips techn. T. **8**, 25-32, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



de verhouding van de amplitude in het punt waar deze maximaal is, tot de amplitude in het punt waar zij minimaal is (beide punten op de as van de golfpijp resp. het membraan). Deze verhouding is een maatstaf voor de grootte van de reflectie die in de golfgeleider optreedt [7]).

golflengte $\lambda_{cr} = 2a/m$ zijn. Alleen voor $\lambda \leqq \lambda_{cr}$ immers is $\sqrt{1-(m\lambda/2a)^2}$ reëel, dus de exponent zuiver imaginair, hetgeen overeenkomt met een in de $z$-richting lopende golf [8]). Is daarentegen $\lambda > \lambda_{cr}$, dan is de exponent complex, dwz. de amplitude van $E_y$ neemt in de $z$-richting exponentieel af. Van

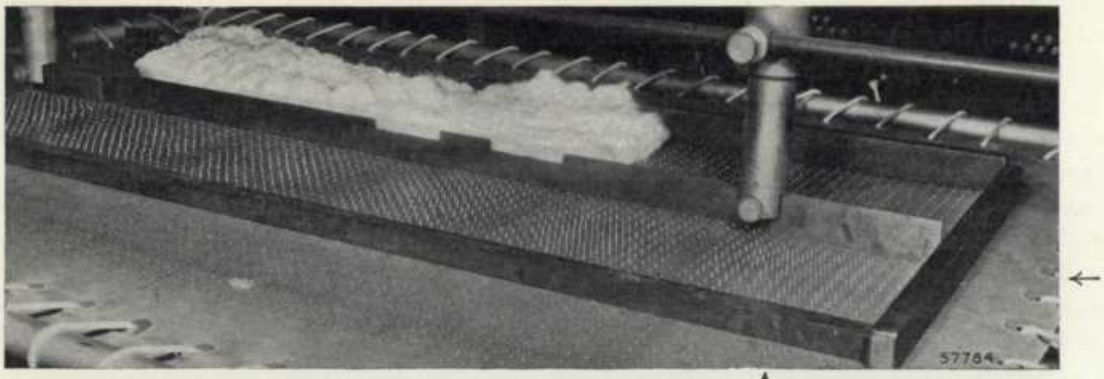



Fig. 4. Foto van het membraan dat wordt aangedreven met een frequentie die hoger is dan de critische ($\lambda < \lambda_{cr}$). De pijltjes wijzen de plaats aan waar het membraan wordt aangedreven. Door reflectie aan het (op de foto niet zichtbare) linkereind treden staande golven op, waarvan men de knopen en buiken duidelijk kan waarnemen. Op de achtergrond voor demping te gebruiken watten.

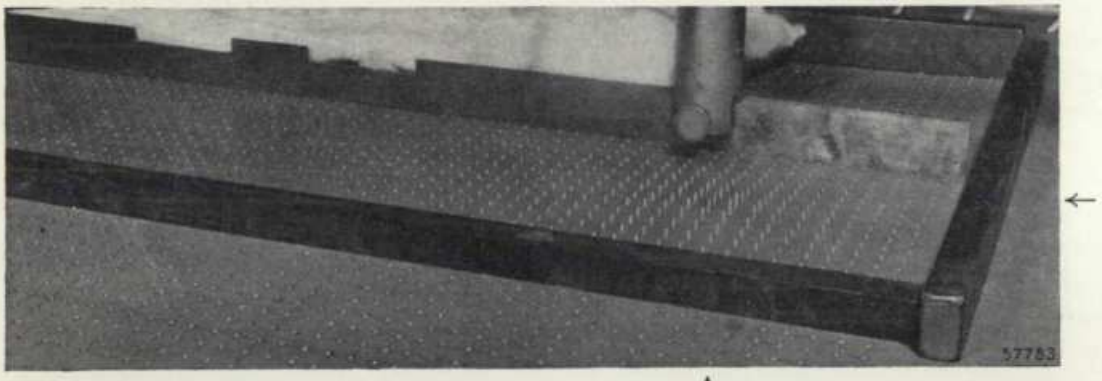



Fig. 5. Als in fig. 4, doch voor een frequentie die lager is dan de critische ($\lambda > \lambda_{cr}$). Er kan nu geen golf in de „golfpijp" doordringen: links van het aandrijfpunt neemt de amplitude snel af.

## Enige eigenschappen van rechthoekige golfpijpen die met het membraan kunnen worden gedemonstreerd

### *Critische golflengte*

Uit de boven gegeven vergelijking (5) voor de component $E_y$ van een TE-golf vloeit een belangrijke eigenschap van rechthoekige golfpijpen voort. Deze gedragen zich namelijk geheel verschillend voor golflengten die kleiner dan wel groter dan een critische

beide mogelijkheden wordt in de techniek gebruik gemaakt. Moet een golfpijp energie overbrengen, dan dient zij zo te zijn gedimensionneerd dat $\lambda < \lambda_{cr}$. Het geval $\lambda > \lambda_{cr}$ komt men tegen bij golfpijpen die dienst doen als zg. magnetische verzwakker, waarbij tussen de veldsterkte aan de ingang en die op een dieper in de pijp gelegen punt een verhouding bestaat die als functie van de afstand ($z$) nauwkeurig bekend is.

De *figuren 4 en 5* vertonen twee foto's van het membraan die deze eigenschap demonstreren. In fig. 4 is de frequentie zo gekozen dat $\lambda < \lambda_{cr}$. Men

[7]) Voor Lecher systemen kwam de staande-golfverhouding — hoewel deze term niet werd ingevoerd — ter sprake in het artikel van J. M. van Hofweegen: Impedantiemetingen met een niet-afgestemd Lechersysteem, Philips techn. T. 8, 280-288, 1946, in het bijzonder fig. 2 en verg. (20).

[8]) In het in noot [2]) aangehaalde artikel, blz. 25, linkerkolom, regel 3 van onderen, staat: $\lambda > \lambda_{cr}$. Dit moet zijn: $\lambda < \lambda_{cr}$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



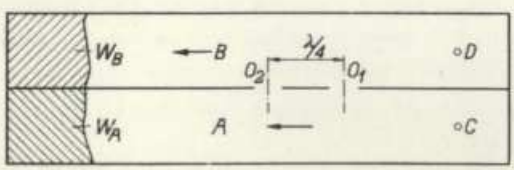
ziet dan ook over de gehele lengte van de „golfpijp" een golfverschijnsel optreden. Daar het membraan aan het eind (niet zichtbaar op de foto) was afgesloten met een starre staaf (overeenkomende met een golfpijp die is afgesloten met een geleidende plaat), trad terugkaatsing op, waardoor staande golven ontstonden. De knopen en de buiken zijn in fig. 4 duidelijk zichtbaar. Tevens ziet men dat in de breedte slechts één halve golf aanwezig is (een gevolg van de wijze van aandrijving), zodat $m = 1$, evenals in fig. 1.

Fig. 5 heeft betrekking op een lagere frequentie, waarbij $\lambda > \lambda_{cr}$. Men ziet dat reeds op korte afstand links van het aandrijfpunt de amplitude nagenoeg nul is.

Uit $\lambda_{cr} = 2a/m = v/f_{cr}$, waarin $f_{cr}$ de critische frequentie is, volgt: $f_{cr} = mv/2a$. De voortplantingssnelheid $v$ in het vel bedraagt ongeveer 10 m/sec, zodat bij een breedte $a = 0{,}25$ m en de eenvoudigste trillingswijze ($m = 1$) voor het membraan geldt: $f_{cr} \approx 20$ per/sec, $\lambda_{cr} = 0{,}50$ m.

*Richtkoppeling*

De tweede proef die wij willen beschrijven, heeft betrekking op de richtkoppeling („directional coupler"). Wat hieronder wordt verstaan, is verduidelijkt in *fig. 6*. Hierin stelt $A$ een golfpijp (resp. membraan) voor, die aan het ene einde, bij $C$, wordt aangedreven met $\lambda < \lambda_{cr}$. Aan het andere einde ($W_A$) wordt, naar wij eerst willen aannemen, de energie der golven geabsorbeerd, zodat er lopende golven ontstaan. Naast de genoemde hoofdgolfpijp bevindt zich een hulpgolfpijp ($B$), die met $A$ is gekoppeld door twee of meer openingen, waardoor




58402

Fig. 6. Hoofdgolfpijp $A$ en hulpgolfpijp $B$, gekoppeld door twee openingen ($O_1$, $O_2$) met een afstand $\lambda/4$ (richtkoppeling). $C$ = aandrijfpunt, $D$ = detector. $W_A$, $W_B$ = dempend materiaal. In $B$ planten zich alleen golven voort in dezelfde richting als in $A$. Is de absorptie bij $W_A$ volkomen, dan lopen in $A$ alleen golven van $C$ naar $W_A$, en in $B$ alleen van de openingen naar $W_B$; $D$ ontvangt geen energie. Bij onvolkomen absorptie door $W_A$ lopen in $A$ ook golven van $W_A$ naar $C$, die in $B$ golven opwekken van de openingen naar $D$: de detector reageert nu wèl.

energie overgaat van $A$ naar $B$. $B$ is aan dezelfde zijde als $A$ reflectievrij afgesloten. In het algemeen planten aldus in $B$ opgewekte trilllingen zich in beide richtingen voort. Bedraagt echter de hartafstand van de openingen juist $\lambda/4$, dan is in $B$ alleen dezelfde voortplantingsrichting mogelijk als in $A$ (vandaar de naam richtkoppeling). Immers, voor golven die in $B$ in de tegengestelde richting zouden lopen, zou het aanstoten door de twee openingen gebeuren met een faseverschil dat overeenkomt met $2 \times \lambda/4$, dus 180°, zodat voor deze golven het effect van de ene opening dat van de andere opheft. Volgens de voorstelling van fig. 6 lopen er dus in de hulpgolfpijp alleen golven van de openingen af naar links, en deze worden bij $W_B$ geabsorbeerd. Rechts van de openingen komt in het geheel geen energie, zodat een bij $D$ geplaatste detector niet reageert.

Anders is het echter als in de hoofdgolfpijp bij $W_A$ in enige mate reflectie optreedt. Er lopen dan in deze golfpijp, en bij gevolg ook in de hulpgolfpijp, óók golven van links naar rechts. De detector $D$ reageert dan wèl, en de gedetecteerde grootheid is een maat voor de reflectie bij $W_A$. Hierdoor kan een richtkoppeling worden gebruikt om na te gaan of in een golfpijp inderdaad de energie uitsluitend loopt in de gewenste richting.

De *figuren 7 en 8* laten zien hoe de werking van een richtkoppeling met behulp van het membraan kan worden aangetoond. Daartoe zijn op het membraan door inklemming twee vakken afgebakend, waarvan het voorste, dat wordt aangedreven, overeenkomt met de hoofdgolfpijp $A$ (fig. 6), en het achterste met de hulpgolfpijp $B$. De koppeling tussen de beide vakken komt tot stand door twee uitsparingen in de staaf die de vakken scheidt. De frequentie is zo gekozen dat de hartafstand der uitsparingen $\lambda/4$ bedraagt. De absorptie aan het eind van het tweede vak is verkregen door er een laag watten op te leggen.

In het geval van fig. 7 was aan het eind van de „hoofdgolfpijp" eveneens zulk een laag watten aangebracht, zodat er uitsluitend van rechts naar links lopende golven in optraden. Men ziet dat zich ook in de „hulpgolfpijp" golven voordoen, doch alleen links van de openingen; rechts daarvan blijft het membraan in rust. Neemt men echter het absorberende materiaal uit het voorste vak weg, dan treedt er hier, door de reflectie aan de afsluitende staaf, bovendien een golfvoortplanting van links naar rechts op, en dus eveneens in het tweede vak. Bij gevolg is van dit laatste nu ook het rechtergedeelte in beweging, zoals in fig. 8 is te zien. Tevens neemt men in het eerste vak knooplijnen waar; er treden dus, als gevolg van de reflectie, staande golven op. (Tussen het aandrijfpunt en de openingen is op deze staande golven een lopende golf gesuperponeerd, die het tweede vak van energie voorziet.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



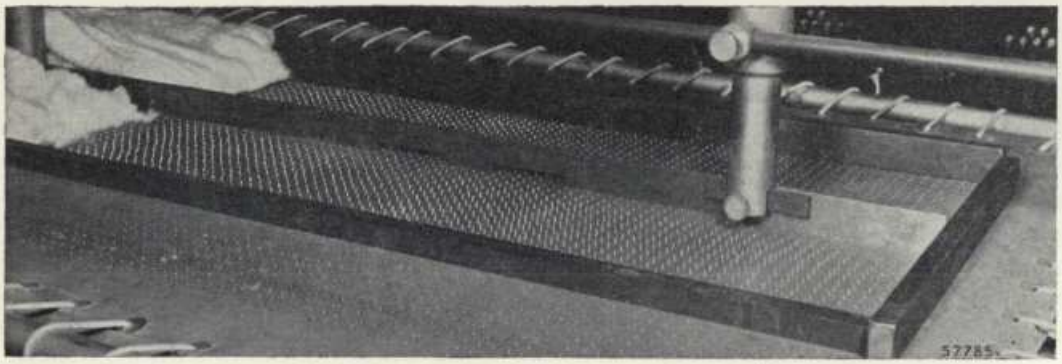


Fig. 7. Een richtkoppeling van golfpijpen, nagebootst op het membraan. Het voorste vak komt overeen met *A* (fig. 6), het achterste met *B*. In de scheidingswand de twee uitsparingen waardoor de koppeling tot stand komt. Links de dempende stukken watten. — Door de demping aan het eind van het voorste vak heeft men hierin alleen van rechts naar links lopende golven, evenals in het tweede vak links van de openingen. Rechts hiervan (bij *D*, fig. 6) blijft dit vak in rust.

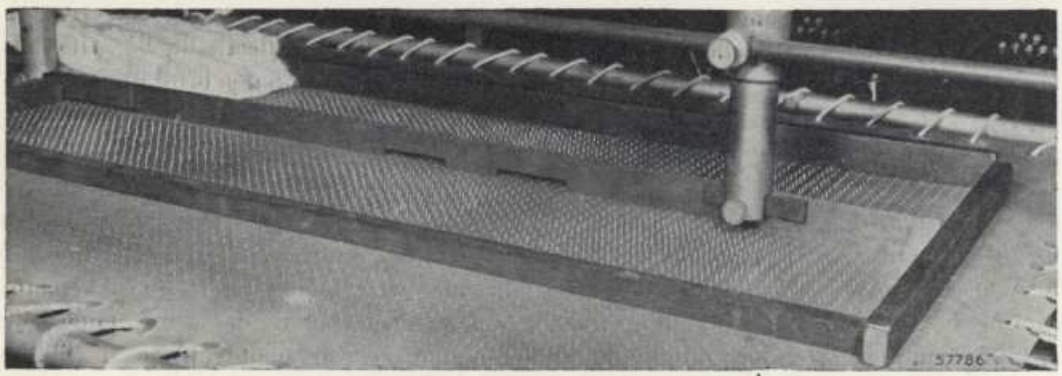


Fig. 8. Als fig. 7, doch zonder absorptie in het voorste vak, waarin nu staande golven optreden, evenals in het achterste vak rechts van de openingen. Op de plaats *D* (fig. 6) ontstaat een vrij sterke trilling, waarvan de amplitude een maat is voor de reflectie aan het eind van het voorste vak.

*Afschuining van de knik in een golfpijp*

Waar men van golfpijpen gebruik maakt, zal men doorgaans niet kunnen volstaan met eenvoudige rechte pijpen, maar zal het niet te vermijden zijn er een of meer bochten of knikken in aan te brengen. Dit dient echter te geschieden met enige voorzorgen, wil men aan de bocht zo weinig mogelijk energie laten reflecteren. Bij een rechthoekige golfpijp is in constructief opzicht de eenvoudigste oplossing een knik met een afschuining aan de buitenzijde. Daarbij doet zich de vraag voor, welke de gunstigste waarde van de parameter $d/d_0$ is (zie *fig. 9*).

Een probleem als dit laat zich zeer goed met behulp van het membraan oplossen, doordat in het model de waarde van de parameter gemakkelijker kan worden gevarieerd en het resultaat gemakkelijker kan worden waargenomen dan in een werkelijke golfpijp.

Wij hebben op het membraan de vorm van een 90° geknikte golfpijp nagebootst. Met behulp van de bovengenoemde contactveer en micrometerschroef is, als functie van $d/d_0 = d/a\sqrt{2}$, de staandegolfverhouding $r$ gemeten van de golfpatronen die tussen het punt van aandrijven en de knik bij verschillende frequenties ontstaan. Het vrije uiteinde van de „golfpijp" was daarbij reflectievrij afgesloten.

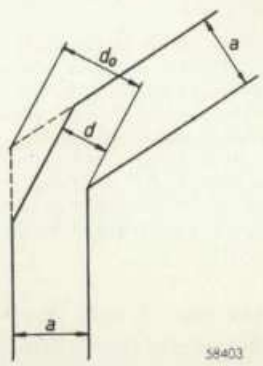



Fig. 9. Moet een golfpijp een knik maken, dan dient men, om reflectie te voorkomen, een afschuining aan te brengen, waarbij de verhouding $d/d_0$ een bepaalde gunstigste waarde heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



In *fig. 10* is, voor drie frequenties, $1/r$ uitgezet als functie van $d/d_0$. Hoe kleiner de staande-golfverhouding is — dus hoe groter $1/r$ —, des te minder reflectie treedt er op, dus des te minder storend is

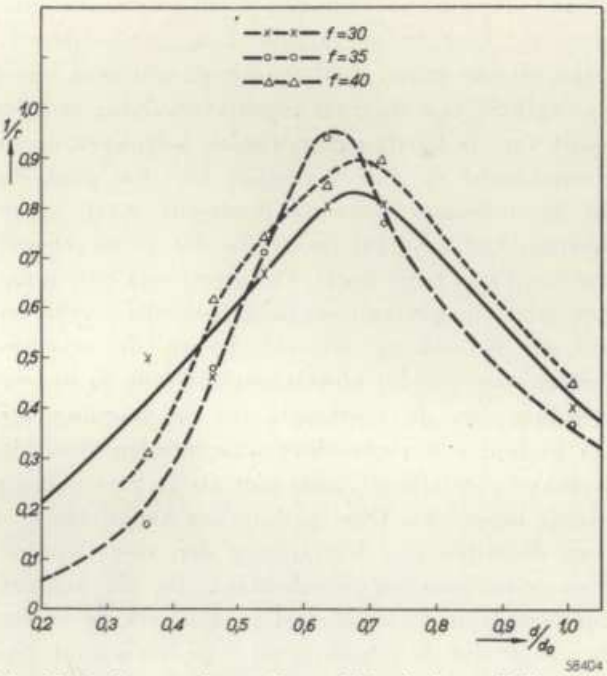



Fig. 10. Op het membraan is een 90° geknikte golfpijp nagebootst waaraan de staande-golfverhouding $r$ (die = 1 is bij afwezigheid van reflectie) is gemeten als functie van $d/d_0$ (fig. 9). De krommen hebben betrekking op de frequenties 30, 35 en 40 per/sec. De gunstigste waarde van $d/d_0$ ligt tussen 0,6 en 0,7.

de knik in de golfpijp. Zoals fig. 10 laat zien, ligt de gunstigste waarde van $d/d_0$ tussen 0,6 en 0,7, in overeenstemming met wat langs geheel andere weg is gevonden [9]).

[9]) Zie bijv. G. L. Ragan, Microwave transmission circuits, Massachusetts Institute of Technology, New York 1948, blz. 207.

Met bovenstaande voorbeelden moge genoegzaam zijn aangetoond dat een mechanisch model zoals hier besproken van groot nut kan zijn voor het bestuderen van de golfverschijnselen in rechthoekige golfpijpen. Uiteraard geldt dit ook voor trilholten en andere configuraties, mits de verschijnselen kunnen worden beschreven met twee cartesische coördinaten.

Het lijkt ons waarschijnlijk dat ook electrische of mechanische trillingen in niet-homogene media met behulp van zulk een model kunnen worden onderzocht. De inhomogeniteiten van het medium zouden dan in het model moeten worden nagebootst door de spanning in het membraan en/of de dichtheid er van volgens een bepaalde functie van de coördinaten $x$, $z$ te doen variëren. Hierdoor zouden vele gevallen voor onderzoek toegankelijk worden waarin berekening op te grote moeilijkheden stuit.

**Samenvatting.** Beschreven wordt een mechanisch model waarmee eigenschappen van rechthoekige golfpijpen kunnen worden bestudeerd. Het bestaat uit een membraan in de vorm van een vel rubber dat in een raam is gespannen en op een geschikte wijze in trilling wordt gebracht. Door het vel tussen vlakke staven te klemmen, kunnen randvoorwaarden worden geschapen welke beantwoorden aan die van de golfpijp. Absorptie en reflectie aan het eind van de golfpijp kunnen op het membraan worden nagebootst door er watten op te leggen resp. door het in te klemmen. Het aandrijven van het membraan geschiedt, onder tussenkomst van een excentriek, door een gelijkstroommotor met regelbaar toerental. De beweging van het membraan is goed zichtbaar (vooral bij stroboscopische belichting) doordat er een net van witte stipjes op is geverfd. Met een eenvoudig instrumentje kan op ieder punt de amplitude van de trilling worden gemeten. Het bestaan van een critische golflengte, de eigenschappen van een richtkoppeling („directional coupler") en de gunstigste afschuining van een geknikte golfpijp kunnen met het model op fraaie wijze worden gedemonstreerd resp. onderzocht. De waarde van het beschreven model is vooral gelegen in de grote aanschouwelijkheid en in het gemak waarmee diverse parameters kunnen worden gewijzigd. In principe is het mogelijk, het model ook geschikt te maken voor het bestuderen van de golfvoortplanting in niet-homogene media.

## OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Laboratorium voor Wetenschappelijk Onderzoek, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

**1817:** J. Volger: On estimation of tenths (Appl. sci. Res. 's-Grav. **A1**, 215-218, 1948, No. 3).

Een proef wordt beschreven waarmee werd nagegaan, of het schatten van de stand van een wijzer op een schaal tot op tiende schaaldelen nauwkeurig geschiedt. Er blijken systematische afwijkingen te bestaan, in die zin, dat men de neiging heeft 0,3 en 0,4 één tiende te laag, 0,6 en 0,7 één tiende te hoog af te lezen.

**1818:** H. C. Hamaker: De invoering van moderne statistische methoden en opvattingen in het massa-producerend bedrijf (T. Efficientie en Documentatie **18**, 266-269, 1948, No. 11).

Enkele algemene beschouwingen over het oordelen op grond van essentieel onnauwkeurige gegevens en de betekenis hiervan in de industrie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



**1819:** H. C. Hamaker, J. J. Taudin Chabot en F. G. Willemze: De tolerantiekeuringen van gehele partijen (T. Efficientie en Documentatie **18**, 235-241, 1948, No. 11).

Enkele algemene beschouwingen over steekproefgewijze keuring; enkelvoudige en dubbele steekproeven. Ten slotte beschrijving van een bij de N.V. Philips ingevoerd dubbel steekproefsysteem.

**1820:** H. C. Hamaker: Foutentheorie en wiskundige statistiek (Statistica **2**, 177-205, 1948, No. 5/6).

De schrijver houdt een pleidooi voor het gebruik van de standaardafwijking als middel om de onnauwkeurigheid van waarnemingen uit te drukken. Gemiddelde en standaardafwijking voldoen aan eenvoudige wiskundige relaties, ongeacht de vorm van de frequentiecurve. Deze relaties worden besproken en gebruikt in een beschouwing over de geoorloofdheid van het afronden. Het maximaal toelaatbare afrondingsinterval is: òf de helft van de standaardafwijking, òf 1/6 van het uit 5 à 10 waarnemingen berekende interval, òf 1/6 van het maximale onderlinge verschil tussen tien paren waarnemingen. Het afrondingsinterval moet ten minste 1/5 van het genoemde maximum bedragen.

**1821:** F. A. Kröger: The incorporation of uranium in calcium fluoride (Physica **14**, 488, 1948, No. 7).

Sterk fluorescerend $CaF_2$-U kan, zoals bekend is, verkregen worden door $CaF_2$ met 0,004-0,5 mol.% $UO_3$ tezamen te verwarmen met 6-25% CaO. Als geen CaO wordt toegevoegd, is de fluorescentie aanzienlijk zwakker. De schrijver onderstelt dat bij het opnemen van U in het kristalrooster het overschot van lading van U (6+) over Ca (2+) wordt gecompenseerd doordat tegelijkertijd vier $F^-$- ionen vervangen worden door vier $O^{2-}$-ionen. Het resultaat kan worden beschreven als een vaste oplossing van $Ca_2F_4$ in $(CaU)O_4$. Het fluorescentiecentrum is een U-ion omringd door vier $O^{2-}$- en vier $F^-$-ionen.

**R 94:** J. A. Haringx: On highly compressible helical springs and rubber rods, and their application for vibration-free mountings, I (Philips Res. Rep. **3**, 401-449, 1948, No. 6).

Ter inleiding wordt een overzicht gegeven van de inhoud van een zestal artikelen, waarvan dit het eerste is. De rest van het eerste artikel is gewijd aan de op druk belaste schroefveren en van de gelijktijdig op druk en op wringing belaste schroefveer. Deze knikproblemen kunnen worden vereenvoudigd door de veer te vervangen door een elastische prismatische staaf. Zoals wordt aangetoond, moet de stijfheid van de staaf tegen afschuiving in ieder punt van de hartlijn dan worden betrokken op de dwarskracht op die doorsnede door dat punt, die in de onbelaste toestand loodrecht staat op de hartlijn van de staaf (maar die dat in uitgebogen toestand niet meer doet). Op grond van deze interpretatie van het vereenvoudigde model wordt een nieuwe betrekking afgeleid tussen de relatieve indrukking waarbij uitknikken optreedt en de verhouding van de veerlengte tot de veerdiameter. Er bestaat een verhouding waarbeneden geen uitknikken plaats heeft, zelfs niet als de veer volledig wordt ingedrukt. Deze verhouding hangt alleen af van de wijze van bevestiging der veeruiteinden. Een nauwkeuriger berekening, die de schroeflijnvorm van de veerdraad in aanmerking neemt, bevestigt dat de draaddiameter en het aantal windingen van secundair belang zijn, mits de spoed van de schroeflijn minder is dan bijv. de helft van de diameter.

**R 95:** W. Elenbaas: Dissipation of heat by free convection, II (Philips Res. Rep. **3**, 450-465, 1948, No. 6).

Vervolg van **R 90**. Voor de inhoud van deze artikelen, zie deze overzichten No. **1773** *.

**R 96:** C. Zwikker: Anticaustics — A cord construction and a general formula (Philips Res. Rep. **3**, 466-473, 1948, No. 6).

Beschrijving van een grafische methode om bij een gegeven kromme de anticaustica (dwz. de kromme waarvan de gegeven kromme de caustica of meetkundige plaats der krommingsmiddelpunten is) te construeren. De methode is een generalisatie van de welbekende methode ter constructie van een ellips. Bovendien wordt een analytische methode ontwikkeld, gebaseerd op de geometrie van het complexe vlak.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!